

ПОПУЛЯЦИИ УЛЬТРАЯРКИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ В ГАЛАКТИКАХ: ПРОИСХОЖДЕНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ

© 2021 г. А. Г. Куранов^{1*}, К. А. Постнов^{1,2}, Л. Р. Юнгельсон³

¹ГАИШ МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

²Казанский федеральный университет, Казань, Россия

³Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

Поступила в редакцию 22.11.2021

После доработки 22.11.2021; принята к публикации 04.12.2021

Методом гибридного популяционного синтеза построена модель популяции ультраярких рентгеновских источников (ULX) в двойных системах с аккреторами — черными дырами (ВН) и сопоставлена с моделью популяции источников с замагниченными нейтронными звездами (NS), которые могут наблюдаться как пульсирующие ULX (Куранов и др., 2020). Рассмотрены модели формирования ВН, при которых их масса определяется массой СО-ядра непосредственно пред коллапсом (M_{CO}) и модели “задержанного” и “быстрого” коллапса (Фраер и др., 2012). Учтена возможная транзиентность ULX из-за неустойчивости аккреционных дисков. Рассчитаны характеристики и эволюция ULX в галактиках с постоянным темпом звездообразования (ЗО) и в системах со старым звездным населением после первичной вспышки ЗО. Максимальное число ULX с ВН (~ 10) достигается в галактиках со стационарным ЗО со скоростью $10 M_{\odot}$ /год через млрд лет после начала ЗО. ULX, которые наблюдаются после завершения ЗО — это ТДС, в которых ВН и NS сформировались до завершения ЗО, а долгоживущие доноры с массой $\sim M_{\odot}$ продолжают заполнять полость Роша после его завершения или заполнили полость Роша еще позднее. Через несколько млрд лет после окончания ЗО число ULX в галактиках с массой $M_G = 10^{10} M_{\odot}$ не более 0.1, большинство из них — ULX с NS. В ULX с NS вне зависимости от принятой модели ЗО доминируют постоянные источники с заполняющей полость Роша оптической звездой. Транзиентных источников более чем на порядок меньше. ULX, аккрецирующих из звездного ветра оптического компонента, на порядок меньше, чем источников с аккрецией при заполнении полости Роша.

Ключевые слова: ультраяркие рентгеновские источники, черные дыры, популяционный синтез

DOI: 10.31857/S0320010821120020

ВВЕДЕНИЕ

Ультраяркие рентгеновские источники (ULX) со светимостью, превышающей эддингтоновскую L_{Edd} для компактных звезд — нейтронных звезд (NS) и черных дыр (ВН) звездных масс (далее — к.о.), находятся в центре внимания астрофизических исследований на протяжении нескольких десятилетий. Интерес к ним вызван необходимостью понимания столь мощного электромагнитного излучения при аккреции, которое, в частности, может указывать на необычно высокие массы ($100–1000 M_{\odot}$) ВН в двойных звездных системах, так называемые “ВН промежуточной массы” (Колберт и Машоцки, 1999). Такие ВН интересны с точки зрения происхождения и эволюции сверхмассивных ВН в ядрах галактик (см. обсуждение

в обзорах Черепашука (2016) и Волонтери и др., (2021). ULX встречаются в галактиках всех типов (см., напр., Бернардич и др., 2021) и их списки постоянно пополняются. Наиболее полный из опубликованных к моменту написания статьи каталогов (Уолтон и др., 2021) содержит 1843 кандидата в ULX в 951 галактике.

Фабрика и Мещеряков (2001) и Кинг и др., (2001) независимо предположили, что наблюдаемые сверхэддингтоновские светимости ULX являются результатом фокусировки излучения сверхкритическим аккреционным диском вокруг к.о. звездной массы. С открытием пульсирующего рентгеновского излучения ULX (Бакетти и др., 2014) подтвердилось, что не только ВН, но и замагниченные NS в тесных двойных системах могут быть аккрецирующими компонентами ULX. Природа ULX активно обсуждается, см., напри-

*Электронный адрес: alexandre.kuranov@gmail.com

мер, обзоры Каарет и др. (2017) и Фабрика и др. (2021).

Настоящая работа является продолжением исследования Куранова и др., (2020, статья I), в котором была рассмотрена популяция ультраярких источников рентгеновского излучения с аккректорами — замагниченными нейтронными звездами (NULX) в спиральной галактике, подобной Млечному Пути. В данной статье рассмотрены источники с аккректорами — черными дырами (ВН) звездных масс (ВНULX, $M_{\text{ВН}} \lesssim 100 M_{\odot}$) и замагниченными NS в модельных галактиках с непрерывным и вспышечным звездообразованием (ЗО). Первые могут служить приближением для спиральных галактик, а вторые — для эллиптических. Таким образом, нами исследованы *практически полные* модели популяций ULX (за исключением все еще гипотетических источников с черными дырами промежуточных масс и ULX в звездных скоплениях). В контексте настоящей статьи мы рассматриваем все источники рентгеновского излучения высокой светимости с аккрецирующими NS и именуем их NULX, безотносительно к тому, могут ли они наблюдаться как пульсирующие ULX.

В тесных двойных системах (ТДС) к моменту коллапса ядра массивные звезды практически полностью теряют водородные и гелиевые оболочки (напр., Тутуков и др., 1973; Лаплас и др., 2021). Уменьшение массы коллапсирующего ядра за счет нейтринных потерь приводит к потере оболочкой звезды гидростатического равновесия и выбросу части ее вещества; источником энергии является рекомбинация водорода (“эффект Надёжина–Лавгров”, Надёжин, 1980; Лавгров и Вусли, 2013). Учитывая это обстоятельство, мы рассмотрели модель, в которой предполагается, что гравитационная масса образующейся черной дыры составляет 90% барионной массы углеродно-кислородного ядра предсверхновой (далее — модель С). Принимая во внимание существующие неопределенности относительно механизма коллапса звезд, мы также рассмотрели и сопоставили популяции ULX, в которых образование ВН происходит в модели “задержанного” (delayed, модель D) и “быстрого” (rapid, модель R) коллапса (Фрайер и др., 2012). Также проанализировано влияние предположений относительно наиболее важных параметров эволюции ТДС с компактными объектами — так называемого параметра “эффективности общих оболочек” и величины начального “толчка” (natal kick), которым сопровождается образование компактных объектов. Далее изложены основные предположения и метод расчетов и представлены и обсуждаются их результаты, которые сопоставляются с результатами других авторов. В Приложение вынесены рассчитанные эволюционной программой MESA (Пакстон и др., 2011) примеры

характерных эволюционных треков ТДС, которые проходят через стадию ULX.

МЕТОД РАСЧЕТОВ

Как и в статье I, нами реализован гибридный подход к популяционному синтезу — сочетание быстрого упрощенного расчета по аналитическим формулам до стадии заполнения полости Роша оптической звездой со спутником — к.о. с последующим детальным расчетом стадии с переносом вещества по полной эволюционной программе. Такой подход позволяет существенно более точно, чем программы популяционного синтеза, исследовать характер переноса вещества в ТДС и определить длительность стадии аккреции и, следовательно, более аккуратно оценить светимость модельных источников, их численность и другие характеристики. Подобный гибридный метод применительно к массивным тесным двойным системам уже использовался для моделирования ULX (например, Шао и Ли, 2015 и Шао и др., 2019) и частоты слияния двойных ВН (Гальегос-Гарсия и др., 2021). Все расчеты проведены для звезд с металличностью $Z = 0.02$. Характеристики популяции ULX в звездной системе (галактике) определяются историей ЗО, исходными параметрами ТДС (такими как, например, начальная функция масс первичных компонентов) и эволюционными факторами: потерей вещества за счет звездного ветра, характером обмена веществом, через который проходят предшественники аккректоров, механизмом коллапса ядер их предшественников и величиной и ориентацией начального “толчка”, который получает компактный объект при формировании. Учитываются статистические распределения ТДС по исходным начальной функции масс первичных компонентов, расстояниям между компонентами, отношению масс компонентов, эксцентриситетам орбит. Для ВН рассматривались упомянутые выше механизмы коллапса и различные предположения относительно величины начального “толчка”.

На первой стадии расчетов использовалась модифицированная с учетом новых данных программа BSE (Харли и др., 2002, см. статью I)¹. Дальнейшая эволюция звезды рассчитывалась по программе MESA (Пакстон и др., 2011, версия 12778). Для построения модели популяции ULX, вычисленная по программе популяционного синтеза вероятность образования отдельных систем свертывалась со скоростью звездообразования и длительностью стадии обмена веществом в отдельных системах, найденной по расчетам MESA.

¹Внесенные нами изменения в программу делают ее, как показывают тесты, практически идентичной новому авторскому варианту BSE (Банержи и др., 2020).

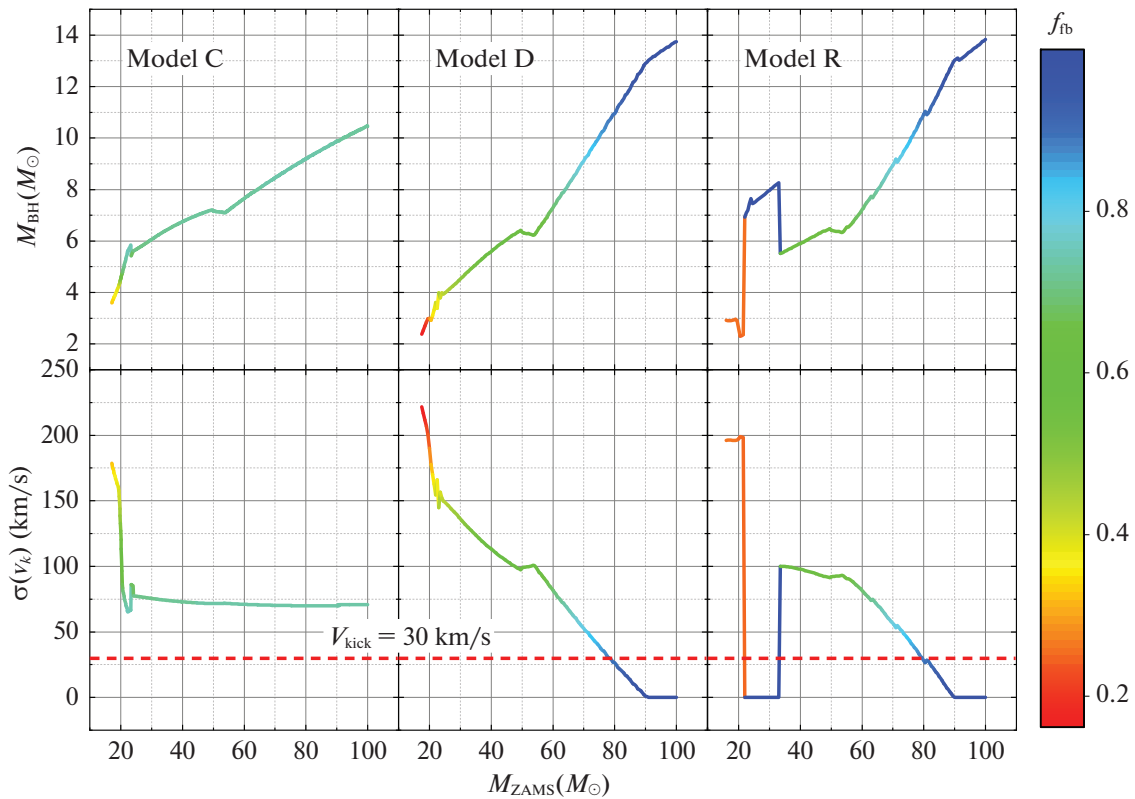


Рис. 1. Соотношение между массами ВН, величиной анизотропной скорости, приобретаемой ВН при формировании и массами предшественников ВН на начальной главной последовательности. Цветовая шкала указывает долю конечной массы звезды, выпадающей на протонейтронную звезду (в моделях быстрого и задержанного коллапса).

Потеря углового момента в ходе эволюции ТДС описывалась уравнением, предложенным Соберманом и др., (1997)², учитывающим перетекание вещества от донора к аккретору, потерю массы системой из окрестностей аккретора (резжекцию) и истечение вещества через точку Лагранжа L_2 . Как и в статье I, принималось, что 10% вещества, теряемого донором, покидают систему через окрестности L_2 (параметр $\delta_{mt} = 0.1$), а радиус копланарного околзвездного диска равен $\gamma_{mt}^2 a$, где $\gamma_{mt} = \sqrt{3.0}$.

Скорость потери вещества О-В звездами рассчитывалась по заложенной в программу MESA в качестве одной из опций схеме “Vink”, основанной на алгоритмах, предложенных Финком и соавт. (2000, 2001). Потеря вещества звездами Вольфа–Райе описывалась формулами Нугиса и Ламерса (2000).

Для определения масс компактных остатков (NS и ВН) в случаях быстрого и задержанного коллапса использовалась параметризация результатов расчетов Фраера и др., (2012), предложенная Джакобо и Мапелли (2018). Соотношения между массами ВН и массами их предшественников на

начальной главной последовательности приведены на рис. 1. Эти соотношения согласуются с основанными на наблюдениях выводами Смартта (2015) о том, что основная часть предшественников ВН имеет массы большие $(18-20)M_\odot$. Точности соотношений Джакобо и Мапелли достаточно для целей популяционного синтеза, хотя следует отметить, что некоторые расчеты моделей коллапсирующих звезд показывают, что NS могут иметь и предшественников больших масс (см., напр., Эртл и др., 2020). Используемые соотношения, в принципе, позволяют оценить и массы NS вплоть до максимальных, но мы приписывали всем NS массу $1.4M_\odot$ и ограничили массы ВН снизу величиной $2.15M_\odot$, соответствующей максимальной оцененной массе наблюдаемых пульсаров $M = 2.08 \pm 0.07 M_\odot$ (PSR J0740 + 6620, Фонсека и др., 2021).

Отметим увеличение масс ВН вдоль последовательности моделей D-R-C и отсутствие ВН с массами меньшими $\approx 4M_\odot$ в модели С. Начальные толчки в модели С меньше чем в модели D. Эти обстоятельства приводят к различиям в численности ULX и различиям в распределениях популяций ULX по массам компонентов и орбитальным периодам между моделями. “Ступенька” в распределении масс остатков в случае быстрого коллапса

²Ур. (12) из статьи I.

связана с существованием интервала масс звезд, у которых происходит прямой коллапс СО-ядер (Фраер и др., 2012).

Как правило, в процессе формирования ULX ТДС проходят через общие оболочки. На “быстрой” стадии расчета до образования ТДС с ВН по программе BSE предполагалось, что общие оболочки образуются в результате потери вещества донорами — красными (сверх)гигантами с конвективными оболочками в динамической шкале времени; использовались заложенные в коде BSE критерии формирования общих оболочек, зависящие от отношения масс компонентов и относительной массы ядра донора. Для трактовки изменения расстояния между компонентами был принят $\alpha\lambda$ формализм Веббинка (1984) и де Коола (1990), основанный на сопоставлении орбитальной энергии системы и энергии связи оболочки донора. Рассматривались три значения так называемой “эффективности общих оболочек” α_{ce} — 0.5, 1 и 4. Параметр λ , который характеризует энергию связи оболочки донора, принимался согласно Лавериджу и др. (2011). В грубом приближении, расстояние между компонентами перед образованием общей оболочки a_0 и после ее потери a_f связаны соотношением $a_f \propto \alpha_{ce}\lambda a_0$. Если компоненты ТДС сливались в общей оболочке, расчет эволюции системы прекращался. Отметим, что величина λ является одним из самых неопределенных параметров расчетов (Иванова и др., 2013, 2020). На стадии аккреции на ВН формальные критерии формирования общих оболочек не использовались. Как было показано Мак Леодом и др. (2018) и подробно исследовано Кленцким и др. (2021a), за заполнением полости Роша красным сверхгигантом с конвективной оболочкой — спутником к.о., следует стадия относительно устойчивой потери вещества, которая переходит в стадию потери вещества в динамической шкале времени. Если в ходе расчета кодом MESA “удержание” донора в полости Роша становилось невозможным, что численно выражалось в расходимости программы (см. правую нижнюю панель на рис. 14 в Приложении), мы полагали, что компоненты сливаются. Период времени от достижения аккретором светимости 10^{39} эрг/с до слияния компонентов или падения светимости ниже указанного предела, если компоненты не сливались, принимался в качестве времени жизни системы на стадии ULX.

До заполнения первичным (изначально более массивным компонентом, предшественником ВН) полости Роша, его эволюция считалась квази-консервативной, учитывались только потеря вещества и момента импульса за счет звездного ветра (согласно Финку (2001) при $T_{\text{eff}} \geq 10\,000$ К и де Ягеру и др. (1988) при меньших T_{eff}) и приливное

взаимодействие компонентов согласно алгоритму, принятому в программе BSE (см. Харли и др., 2002, § 2.3).

Предполагалось, что при образовании ВН, как и NS, приобретают дополнительную пространственную скорость. Амплитуда и распределение дополнительной скорости при образовании ВН являются параметрами модели. В настоящее время в этом вопросе нет консенсуса (см. аргументы Уайта и Ван Парадайза (1996) в пользу незначительной амплитуды скорости и противоположную точку зрения в более поздней работе Атри и др., (2019)). Рассматривались два варианта: толчок, амплитуда которого определяется как $v_k = (1 - f_b)v$, где v подчиняется предложенному для радиопульсаров максвелловскому распределению скоростей с дисперсией $\sigma = 265$ км/с (Хоббс и др., 2005), а параметр f_b определяется долей конечной массы звезды M_{fin} , выпадающей при коллапсе на нейтронную протозвезду с массой M_{prot} : $f_b = M_{fb}/(M_{fin} - M_{prot})$, а также вариант максвелловского распределения скоростей со средней скоростью 30 км/с (см. рис. 1).

Опуская достаточно общеизвестные детали, отметим лишь, что в контексте ULX важно, что механизмы коллапса различаются массами формирующихся ВН. Данное обстоятельство и величина начального “толчка”, сопровождающего формирование ВН, приводят, в первую очередь, к различиям в доле двойных систем, которые остаются связанными при первом взрыве сверхновой в системе и, потенциально, могут в ходе дальнейшей эволюции породить ULX.

Расчет рентгеновской светимости

Рентгеновская светимость L_X при аккреции на ВН и NS рассчитывается исходя из темпа аккреции захватываемого вещества \dot{M}_X . При заполнении оптическим компонентом полости Роша аккреция идет в дисковом режиме, $\dot{M}_X = \dot{M}_O$, где $\dot{M}_O(t) = dM_O/dt(t)$ — темп истечения вещества оптической звезды через внутреннюю точку Лагранжа, получаемый из расчета кодом MESA (см. примеры на рис. 14). Если оптическая звезда не заполняет полость Роша, а потеря массы происходит за счет звездного ветра, темп захвата вещества к.о. рассчитывается по формулам аккреции Бонди-Хойла-Литтлтона для сферически-симметричного ветра. Так, для круговой орбиты

$$\text{с полуосью } a, \dot{M}_X = \frac{1}{4} \dot{M}_O \left(\frac{R_B}{a} \right)^2 \sqrt{1 + \left(\frac{v_x}{v_w} \right)^2},$$

где $R_B = \frac{2GM_X}{v_w^2 + v_x^2}$ — радиус гравитационного захвата Бонди, M_X — масса к.о., $v_w = v_p(M_O)(1 - R_O/a)^{1/2}$ — скорость звездного ветра на орбите к.о., v_x — орбитальная скорость к.о., $v_p = \sqrt{2GM_O/R_O}$ — параболическая скорость на фотосфере оптической звезды с массой M_O и радиусом R_O . Для эллиптических орбит темп аккреции из ветра зависит от орбитальной фазы. В наших расчетах мы использовали среднее за орбитальный период P значение темпа аккреции $\langle \dot{M}_X \rangle = 1/P \int \dot{M}_X(t) dt = 1/P \int \dot{M}_X(E) (dt/dE) dE$ (E — эксцентриситетная аномалия). Для принятого закона изменения звездного ветра с расстоянием от фотосферы звезды и при $R_O/a \lesssim 0.3$ значение усредненного темпа аккреции слабо растет с эксцентриситетом, поэтому зависимостью среднего темпа аккреции за орбитальный период от эксцентриситета орбиты мы пренебрегаем. Средний темп аккреции Бонди из звездного ветра сильнее всего зависит от отношения R_O/a : $\langle \dot{M}_X \rangle \approx (1/64) \dot{M}_O \left(\frac{M_X}{M_O} \right)^2 \left(\frac{R_O}{a} \right)^2 / \left(1 - \frac{R_O}{a} \right)^2$.

Возможная гравитационная фокусировка звездного ветра, которая способна изменить эффективность аккреции, не рассматривалась, поскольку она сильно зависит от предполагаемого механизма ускорения ветра (Эль-Мелла и др., 2019). Мы пренебрегли также такими эффектами, как переполнение полости Роша атмосферными слоями звезды (wind Roche lobe overflow, Плавец и др., 1973), возможное понижение параболической скорости на поверхности оптической звезды в силу приливных эффектов (Хираи и Мандель, 2021).

В случае дисковой аккреции рентгеновская светимость $L_X = 0.1 \dot{M}_X c^2$ (c — скорость света). Мы не учитываем уменьшение эффективности энерговыделения в горячих оптически тонких адвекционных течениях на ВН (см. обзор Юан и Нараян, 2014), которое возможно при низких темпах аккреции в диске, а также не рассматриваем оптически толстые адвекционные слим-диски (Абрамович и др., 1988) при сверхэддингтоновских темпах аккреции. При аккреции на NS с магнитным полем учитывается возможность режима квази-сферической аккреции и модификации “стандартных” дисков Шакуры—Сюняева в присутствии магнитного поля (см. подробнее в статье I). Нами учитывалась возможная накопительная неустойчивость аккреционных дисков. Использовался критерий устойчивости дисков согласно Дубусу и др. (1999): источник считается транзиентным, если темп поступления вещества в диск меньше некоторого критического значения \dot{M}_{cr} , зависящего от масс компонентов

и радиуса внешнего края аккреционного диска. В спокойном состоянии вещество накапливается в диске. Масса диска-накопителя определяется как $M_{disk} = \dot{M}_O(t) \Delta t$, где $\Delta t = 30$ лет — среднее время между вспышками, выбранное нами на основании расчетов Омери и Лясоты (2020) (см. также Кория и др., 2012). Темп аккреции на к.о. в активном состоянии предполагается равным $\dot{M}_X = \dot{M}_{cr}$. Длительность вспышки транзиентного источника (Δt_{outb}) определяется сбросом всей накопившейся массы диска: $\Delta t_{outb} = M_{disk} / \dot{M}_X$. При темпе аккреции ниже определенного предела ($0.001 \dot{M}_{cr}$) диски полагались устойчивыми.

Вероятность обнаружения транзиентного источника в активном состоянии определяется соотношением времени нахождения источника во вспышке Δt_{outb} и длительности всего цикла: $p_{outb} = \Delta t_{outb} / (\Delta t_{outb} + \Delta t)$. Считалось, что транзиентный характер дисковой аккреции одинаков для ВН и NS и возможен как для дисков, образующихся при заполнении полости Роша, так и при захвате вещества из звездного ветра. При сверхкритической дисковой аккреции на ВН, $\dot{M}_X > \dot{M}_{Edd}(M_X)$, учитывался фактор направленности (биминга) рентгеновского излучения из внутренних частей диска. При этом светимость сферически-симметричного излучения, получаемая из наблюдаемого рентгеновского потока и расстояния до источника, $L_X = \frac{1 + \ln \dot{m}_0}{b} L_{Edd}(M_X)$, где биминг-фактор $b = \max(10^{-3}, 73/\dot{m}_0^2)$, $\dot{m}_0 = \dot{M}_X / \dot{M}_{Edd}$ (Кинг, 2009). Пример эволюционного трека, рассчитанного кодом MESA, с фазой транзиентного ULX на стадии заполнения полости Роша оптическим компонентом в случае В потери вещества (после главной последовательности) приведен на рис. 15 в Приложении.

При дисковой аккреции на NS с магнитным полем существенным становится соотношение между радиусом магнитосферы и радиусом сферизации, на котором локальное энерговыделение превышает эддингтоновский предел и начинается отток вещества (см. подробнее статью I и ссылки в ней, а также Гребенев, 2017). При моделировании популяции таких источников учитывалось, что вероятность обнаружения системы с ВН на сверхкритической стадии аккреции обратно пропорциональна биминг-фактору b . При сверхкритической аккреции на замагниченные NS биминг определяется только геометрически толстым краем сверхкритического диска на границе магнитосферы, $H/R \sim 1$, так что $b \sim 1/2$ (см. работу I, теоретические расчеты в статье Муштукова и др. (2021), а также оценку биминг-фактора по наблюдениям NGC 300 ULX-1 с нейтронной звездой $b \sim 0.25$ (Биндер и др., 2018)).

Таблица 1. Численность ULX с различными аккреторами и типами перетекания вещества между компонентами в момент времени 10 млрд. лет после начала ЗО в модельной галактике с постоянной скоростью ЗО $1 M_{\odot}/\text{год}$ для различных моделей формирования к.о., распределения их скоростей и параметра эффективности общей оболочки α_{ce} . В системах BH_RLOF и NS_RLOF аккреция происходит в результате перетекания вещества через окрестности точки L_1 , в системах BH_wind и NS_wind — за счет звездного ветра. В круглых скобках — численность стационарных (persistent) источников

Модель	Механизм обр. к.о	$\sigma(v_k)$ (км/с)	α_{ce}	N ULX	N BH_RLOF	N BH_wind	N NS_RLOF	N NS_wind
C265-05	CO	265	0.5	0.88 (0.76)	0.40 (0.32)	0.03 ($<10^{-3}$)	0.44 (0.44)	0.007 (2×10^{-4})
C265-1		265	1.0	1.49 (0.76)	0.36 (0.25)	0.62 (0.005)	0.51 (0.50)	0.008 (2.4×10^{-4})
C265-4		265	4.0	3.38 (3.31)	0.02 (0.02)	0.10 (0.063)	3.15 (3.14)	0.101 (0.09)
C30-05		30	0.5	1.58 (1.22)	1.08 (0.78)	0.05 (0.004)		
C30-1		30	1.0	1.84 (0.96)	0.72 (0.44)	0.61 (0.017)		
C30-4		30	4.0	3.51 (3.43)	0.04 (0.03)	0.22 (0.172)		
D265-05	Delayed	265	0.5	0.75 (0.54)	0.11 (0.10)	0.19 (0.001)	0.44 (0.44)	0.007 (2×10^{-4})
D265-1		265	1.0	0.78 (0.56)	0.07 (0.05)	0.20 (0.001)	0.51 (0.50)	0.008 (2.4×10^{-4})
D265-4		265	4.0	3.41 (3.27)	0.04 (0.04)	0.11 (0.004)	3.15 (3.14)	0.101 (0.09)
D30-05		30	0.5	0.89 (0.54)	0.15 (0.10)	0.29 (0.00)		
D30-1		30	1.0	0.88 (0.54)	0.07 (0.03)	0.29 (0.005)		
D30-4		30	4.0	3.49 (3.29)	0.04 (0.02)	0.20 (0.042)		
R265-1	Rapid	265	1.0	0.81 (0.57)	0.07 (0.05)	0.23 (0.008)	0.51 (0.50)	0.008 (2.4×10^{-4})
R30-1		30	1.0	0.63 (0.53)	0.03 (0.02)	0.09 (0.003)		

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В табл. 1 приведен список рассмотренных моделей образования ULX и их параметров, а также, в качестве примера, результаты расчетов численности ULX для модели галактики с постоянной скоростью $30 \text{ } 1 M_{\odot}/\text{год}$ на протяжении 10 млрд. лет. Для сравнения в таблице приведена численность NULX, рассчитанная в статье I в предположении лог-нормального распределения магнитного поля на поверхности NS с характерной напряженностью $\log B = 12.5$ Гс. Поскольку в нашей модели NS формируются с одинаковой массой $1.4 M_{\odot}$ и получают одинаковые начальные толчки с $\sigma(v_k) = 265$ км/с, ячейки таблицы для NS, соответствующие $\sigma(v_k) = 30$ км/с, оставлены незаполненными, но такие NULX учитываются при подсчете полного числа источников в моделях.

Остановимся более детально на изменении распределений параметров (масс компонентов и орбитальных периодов) ТДС, в которых формируются ULX с ВН, на различных этапах эволюции.

В качестве основных вариантов расчетов мы рассматриваем модели полного коллапса ядра звезды (С в таблице) и задержанного коллапса (D) с $\alpha_{ce} = 1$ и максвелловским распределением начальных толчков с $\sigma(v_k) = 265$ км/с с учетом масштабного множителя f_b , определяемого долей вещества предсверхновой, выпадающей на протонейтронную звезду (модели C265-1 и D265-1).

На рис. 2 и 3 показано последовательное изменение параметров ТДС — предшественников систем, в которых в ходе эволюции спутник ВН заполняет полость Роша и попадает на стадию ULX после мгновенной вспышки ЗО в моделях C265-1 и D265-1 соответственно. Системы отобраны на основании расчетов по коду BSE. Их дальнейшая эволюция рассчитывается по программе MESA для оценки возможного времени жизни как ULX (рентгеновская светимость $L_X > 10^{39}$ эрг/с) и оценки численности ULX в популяции с заданной моделью ЗО (см. в качестве примера для Млечного Пути ур. (11) в статье I). Предполагается, что к моменту заполнения спутником ВН полости Роша орбита успела циркуляризоваться (в соответствии с формализацией этого процесса в коде BSE). Точки в левом столбце панелей и на верхних двух правых панелях соответствуют “узлам” сетки исходных параметров, которые проходят весь эволюционный путь от ГП до ВН (не нормированы). Основная часть предшественников ВН заполняет полости Роша в пробеле Герцшпрунга и на ГП. В результате заполнения полости Роша компоненты значительной части ТДС сливаются; сохранившиеся системы становятся более тесными, если они прошли через общую оболочку, в которой массы аккректоров

практически не изменяются; в системах с обменом веществом расстояние между компонентами возрастает, массы аккректоров увеличиваются; первичные компоненты достигают стадии гигантов или, потеряв оболочку, становятся гелиевыми звездами (см. панели RLOF1f). В продолжение эволюции гиганты, которые, как правило, массивны, также теряют остатки гелиевых оболочек посредством звездного ветра (панель Before collapse). Отметим широкий интервал масс спутников будущих ВН — от ~ 1 до $\sim 100 M_{\odot}$, а также большие орбитальные периоды ряда систем. Благодаря этим обстоятельствам, во-первых, оптическими компонентами ULX могут быть красные гиганты, что подтверждается наблюдениями (например, Лопес и др., 2020) и, во-вторых, образование ULX возможно после завершения процесса ЗО, обеспечивая существование ULX в эллиптических галактиках.

Сравнение рис. 2 и 3 показывает, в соответствии с рис. 1, что в силу принятой параметризации формирования ВН, в модели С ВН относительно более массивны, чем в модели D. В модели С отсутствуют ВН с массами меньшими $3 M_{\odot}$, что обусловлено массами СО-ядер их предшественников, в то время как в модели D массы ВН могут смыкаться с максимальными массами NS. Из-за больших начальных толчков в модели D меньше маломассивных доноров и максимальные периоды ULX также меньше. Мы не рассматриваем в деталях модель R, так как в ней значения масс и начальных толчков близки к значениям в модели D (рис. 1) и в итоге она приводит к популяции ULX, сходной с популяцией в модели D (см. табл. 1).

В табл. 1 приведена полная численность ULX в рассмотренных нами моделях. Как упомянуто выше, часть источников может быть транзитными, благодаря накопительной неустойчивости аккреционных дисков, формирование которых характерно для малых скоростей аккреции. Согласно нашим расчетам, в моделях C265-1 и D265-1 примерно 70% всех источников с ВН, в которых донор заполняет полость Роша, являются постоянными. Численность источников с ветром примерно в 2–3 раза превосходит численность источников с заполнением полости Роша, благодаря постоянному воспроизводству систем с массивными донорами с мощным ветром. Но по этой же причине практически все источники с ВН, в которых аккреция происходит из ветра, являются транзитными. Среди объектов с NS с донорами, заполняющими полость Роша, абсолютно доминируют постоянные источники, а среди объектов с ветром — транзиты. С увеличением α_{ce} доля постоянных источников, как правило, возрастает, так как возрастанию α_{ce} соответствует увеличение разделения компонентов и захватываемый ветер не генерирует светимость выше 10^{39} эрг/с. Уменьшение α_{ce} также приводит

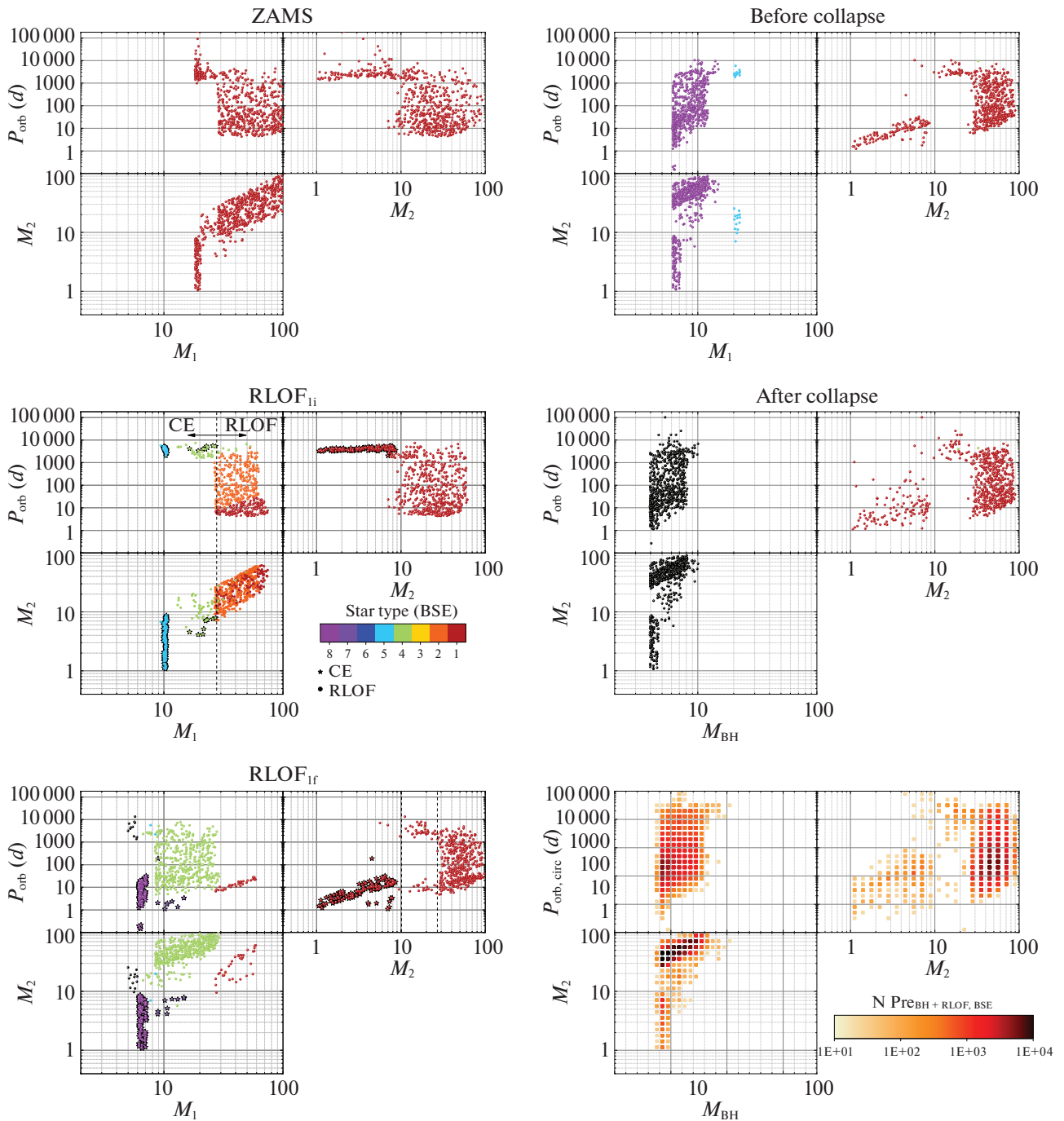


Рис. 2. Эволюция тесных двойных звезд, приводящая к образованию систем с ВН и заполняющими полость Роша оптическими компонентами. Рисунок соответствует модели C265-1 с $\alpha_{ce} = 1$ и максвелловским распределением начальных толчков с $\sigma = 265$ км/с. Указаны соотношения между массами компонентов и орбитальными периодами на начальной главной последовательности (ZAMS), к началу первого обмена веществом в системе (RLOF_{1i}) и в моменты его завершения (RLOF_{1f}), перед образованием к.о. (before collapse) и после образования к.о. (after collapse). Цветовой шкалой отмечены эволюционные стадии компонентов в соответствии с нотацией BSE: 1 — НГП, 2 — пробел Герцшпрунга, 3 — стадия горения He в ядре, 4 — первая ветвь гигантов, 5 — ранняя стадия асимптотической ветви гигантов (АВГ), 6 — поздняя стадия АВГ, 7 — гелиевый остаток звезды после потери оболочки, 8 — гелиевые звезды в пробеле Герцшпрунга. Черными точками отмечены к.о. На стадии RLOF компоненты ТДС со стабильной потерей вещества или попавшие в общую оболочку изображены кружками или звездочками соответственно. Символы на рисунке не имеют абсолютных величин, связанных с частотой рождения ТДС с соответствующими параметрами, а показывают “перемещение” узлов расчетной сетки и их эволюционный статус. На нижней правой панели показаны соотношения между параметрами звезд в ТДС в момент заполнения полости Роша спутником ВН; цветовая шкала соответствует числу систем в расчете на массу галактики $M_G = 10^{10} M_\odot$.

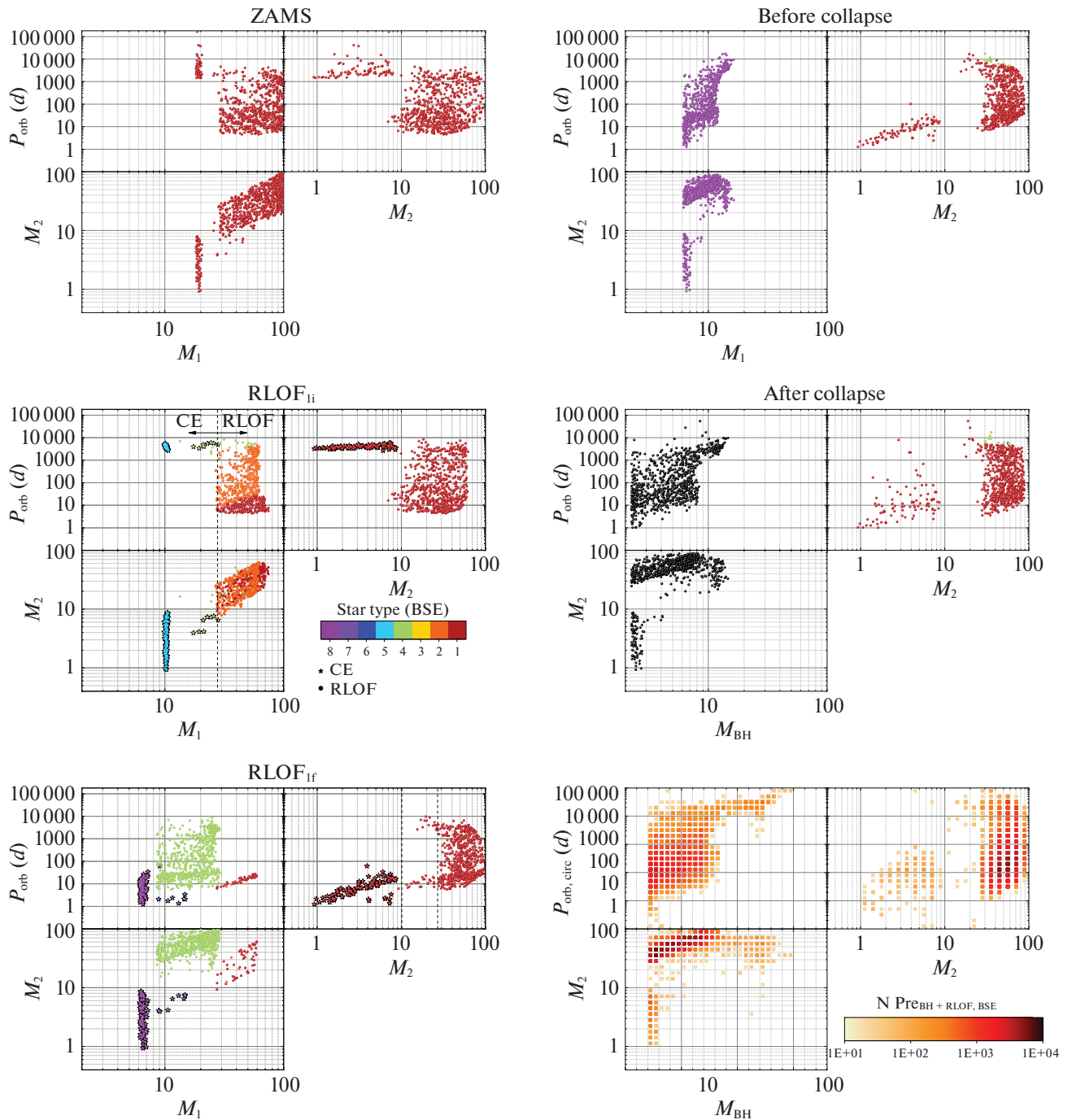


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для модели D265-1.

к увеличению доли постоянных источников с заполнением полости Роша; численность постоянных источников с ветром уменьшается, так как меньше систем достигает эволюционных стадий с достаточно сильным ветром.

Рисунок 4 иллюстрирует эволюцию соотношения между постоянными и транзитными источниками в случаях мгновенной вспышки 3O и 3O с постоянной скоростью на протяжении 1 млрд. лет. В первом случае среди систем, в которых донор

заполняет полость Роша, постоянные источники доминируют на протяжении примерно 3 млрд. лет, т.е. пока донорами являются звезды с массами несколько большими M_{\odot} . У доноров меньшей массы скорость потери вещества (аккреции на ВН) слишком мала для существования стабильных дисков. В случае систем с донорами, не заполняющими полость Роша, постоянные источники существуют лишь первые ≈ 30 млн. лет, пока есть доноры с массами, превышающими примерно $7 M_{\odot}$, с до-

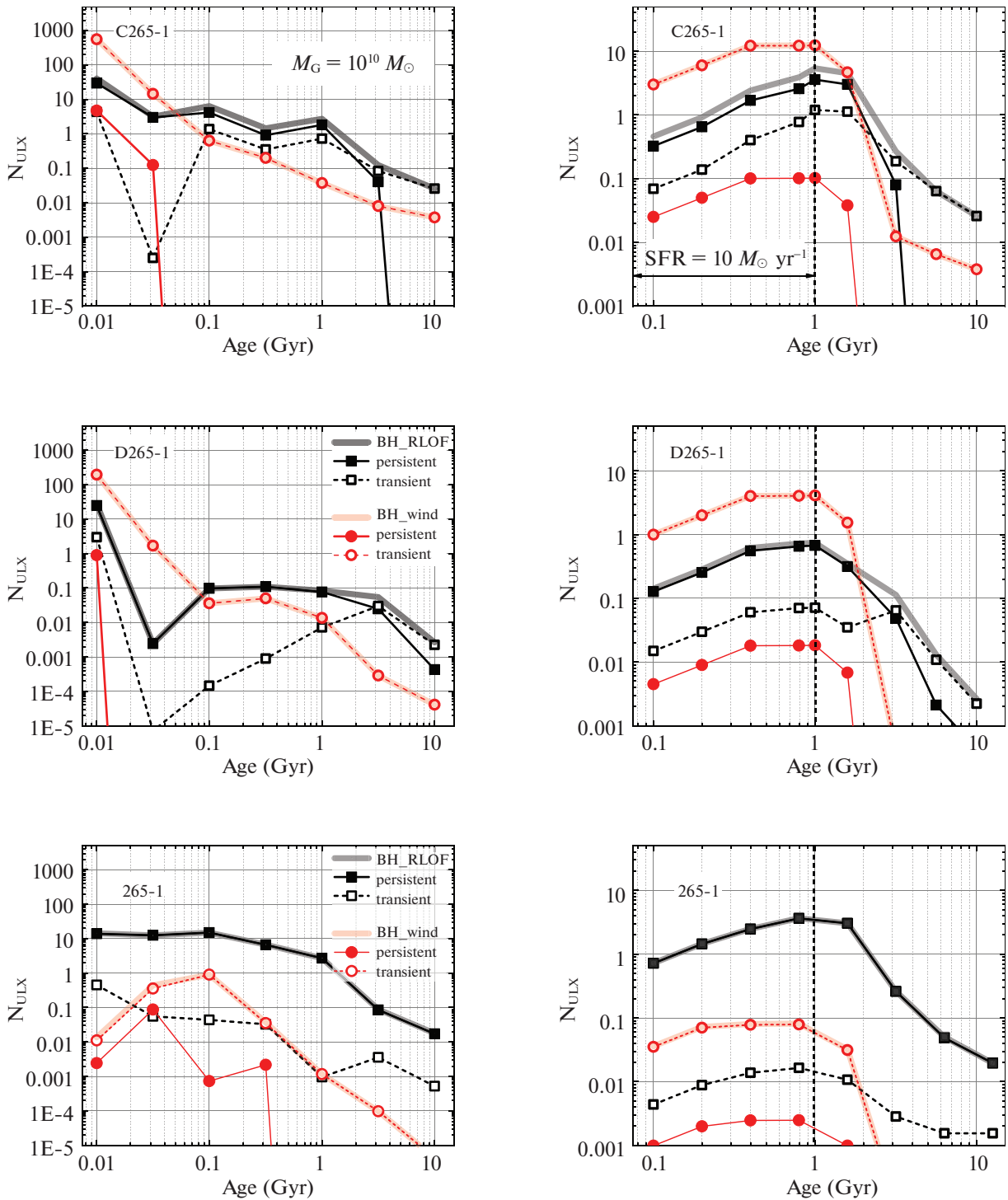


Рис. 4. Эволюция численности ULX со стационарной (persistent, сплошные линии) и нестационарной (transient, штриховые линии) дисковой аккрецией для мгновенной вспышки ЗО (левые панели) и постоянного ЗО в течение 1 млрд. лет с темпом $10 M_\odot/\text{год}$ (правые панели) для моделей C265-1, D265-1 и NS (верхний, средний и нижний ряд соответственно).

статочно мощным ветром на стадии гигантов. Все остальное время эволюции, за исключением первых нескольких десятков млн. лет, транзитные источники в системах с ветром являются доминирующей популяцией.

В модели D265-1 ситуация качественно такая же с некоторыми отличиями, обусловленными различием масс ВН и доноров. В случае ЗО на протяжении 1 млрд. лет транзитные источники преобладают над постоянными на протяжении вре-

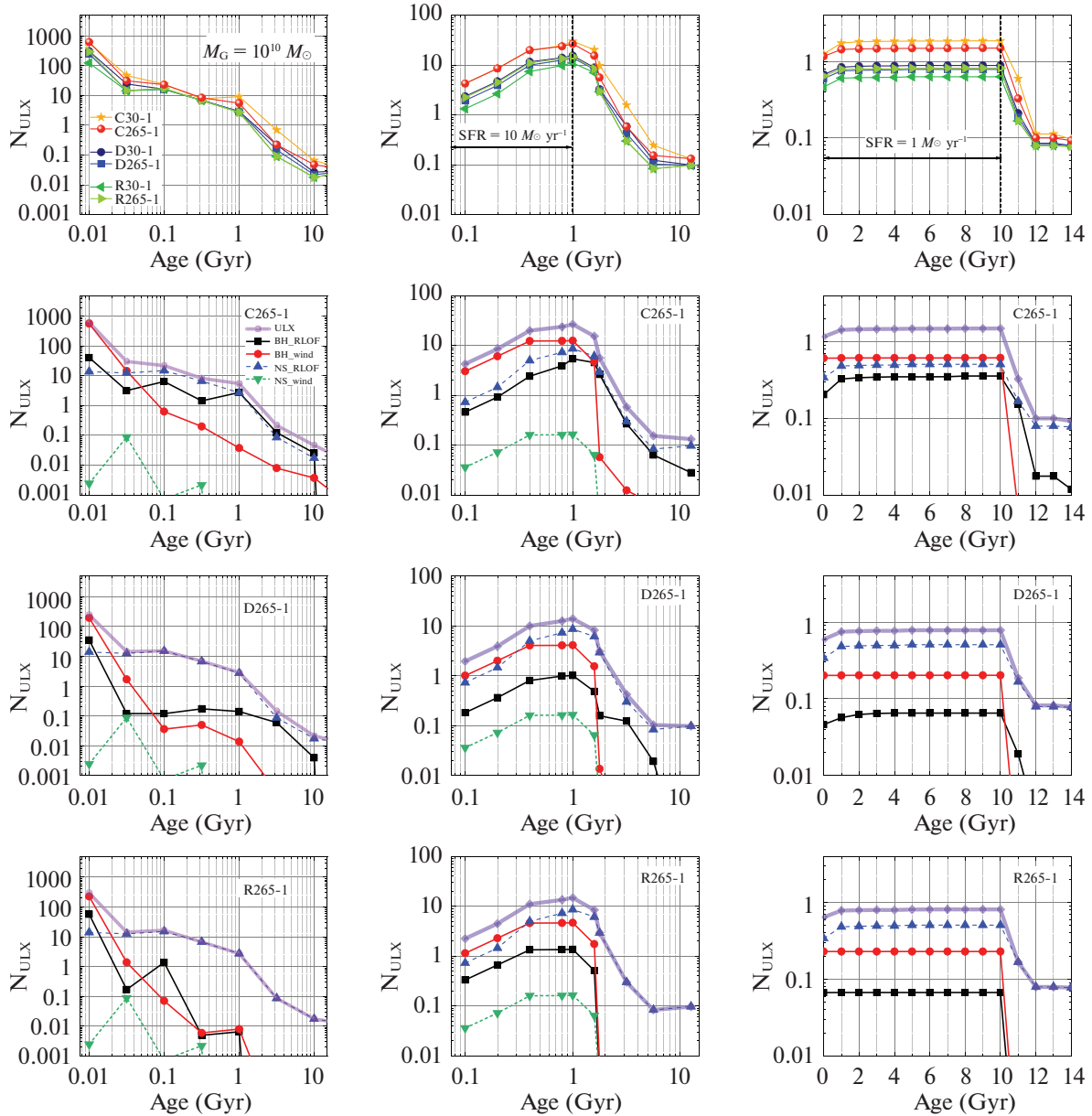


Рис. 5. Эволюция численности ULX со временем для различных моделей формирования ВН (верхний ряд) и типов ULX для моделей формирования ВН C265-1, D265-1, R265-1 (три нижних ряда). Левый столбец — мгновенное ЗО (нормировка на массу галактики $M_G = 10^{10} M_\odot$); средний столбец — постоянное ЗО в течение 1 млрд. лет (нормировка на темп ЗО $10 M_\odot/\text{год}$); правый столбец — постоянное ЗО в течение 10 млрд. лет (нормировка на темп ЗО $1 M_\odot/\text{год}$).

мени ЗО и примерно такого же интервала времени после его окончания, благодаря воспроизводству систем с массивными донорами. Затем численность постоянных и транзитентных систем сравнивается. Существование ULX после окончания ЗО возможно благодаря наличию двойных систем с донорами малой и умеренной массы ($\lesssim 4 M_\odot$), заполняющими полости Роша существенно позднее окончания ЗО.

В случае NULX всегда доминируют системы с донорами, заполняющими полость Роша. В этих системах ветер доноров, как правило, недостаточно

мощный для обеспечения светимости, превышающей порог 10^{39} эрг/с.

Зависимость характеристик ULX от возраста популяции

Как упомянуто в Введении, ULX наблюдаются как в ранних, так и в поздних галактиках. При этом они различаются по характеристикам (Уолтон и др., 2021; Бернардич и др., 2021). В этой связи интересно выяснить, как изменяется соотношение между NULX и VHULX с различными моделями

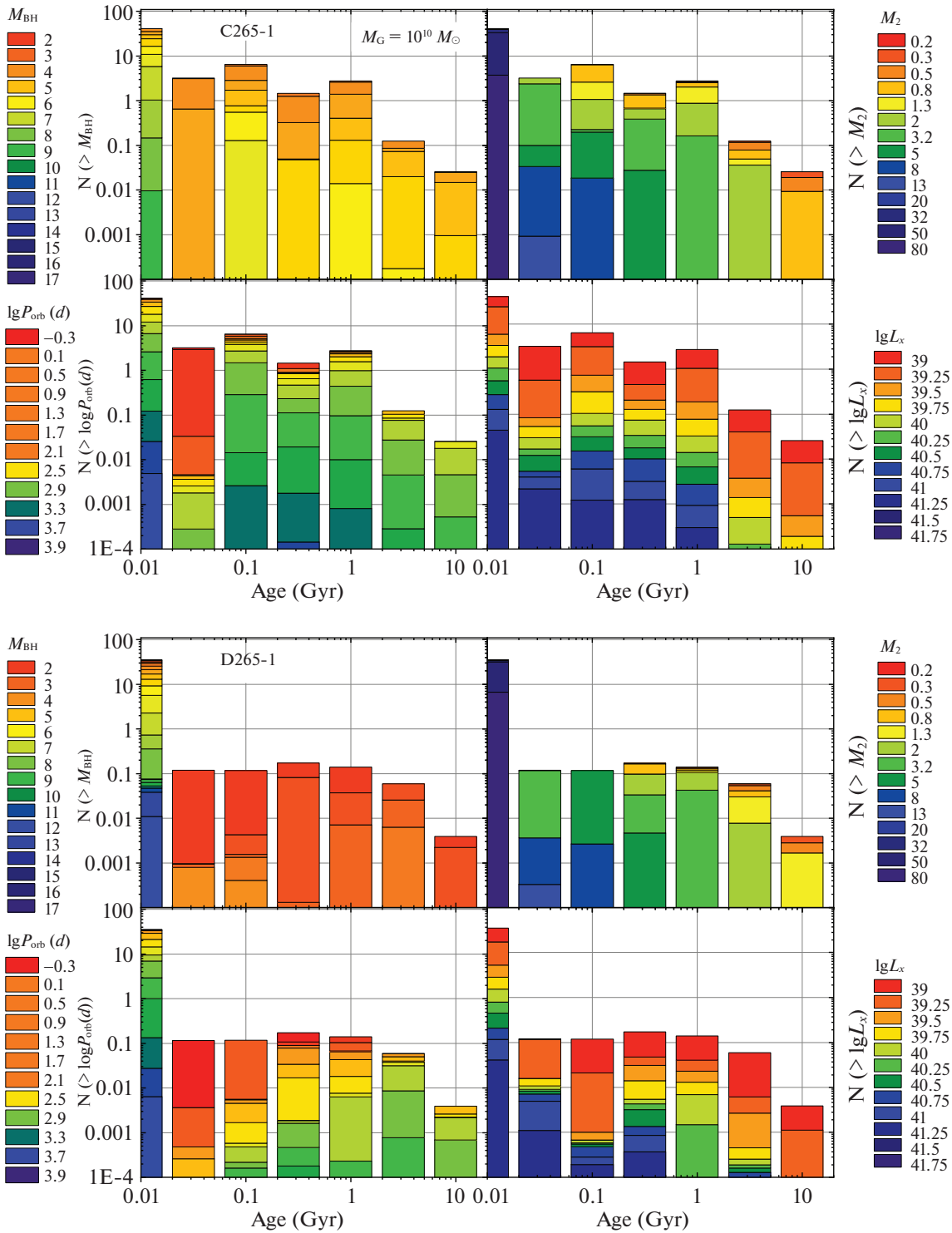


Рис. 6. Распределение ULX с ВН и донором, заполняющим полость Роша, по массам компонентов (верхние панели), орбитальным периодам (левая нижняя панель) и рентгеновским светимостям (правая нижняя панель) в зависимости от времени после вспышки ЗО. Верхний график — модель C265-1, нижний — модель D265-1. Нормировка на массу галактики $M_G = 10^{10} M_\odot$.

формирования ВН и типами перетекания вещества (заполнение полости Роша или аккреция из ветра) в зависимости от характеристик ЗО и возраста популяции. С этой же проблемой связан вопрос о том,

какие источники могут преобладать в галактиках различного возраста — ВНULX или NULX. Как и выше, мы подробно рассматриваем модели С и D формирования ВН.

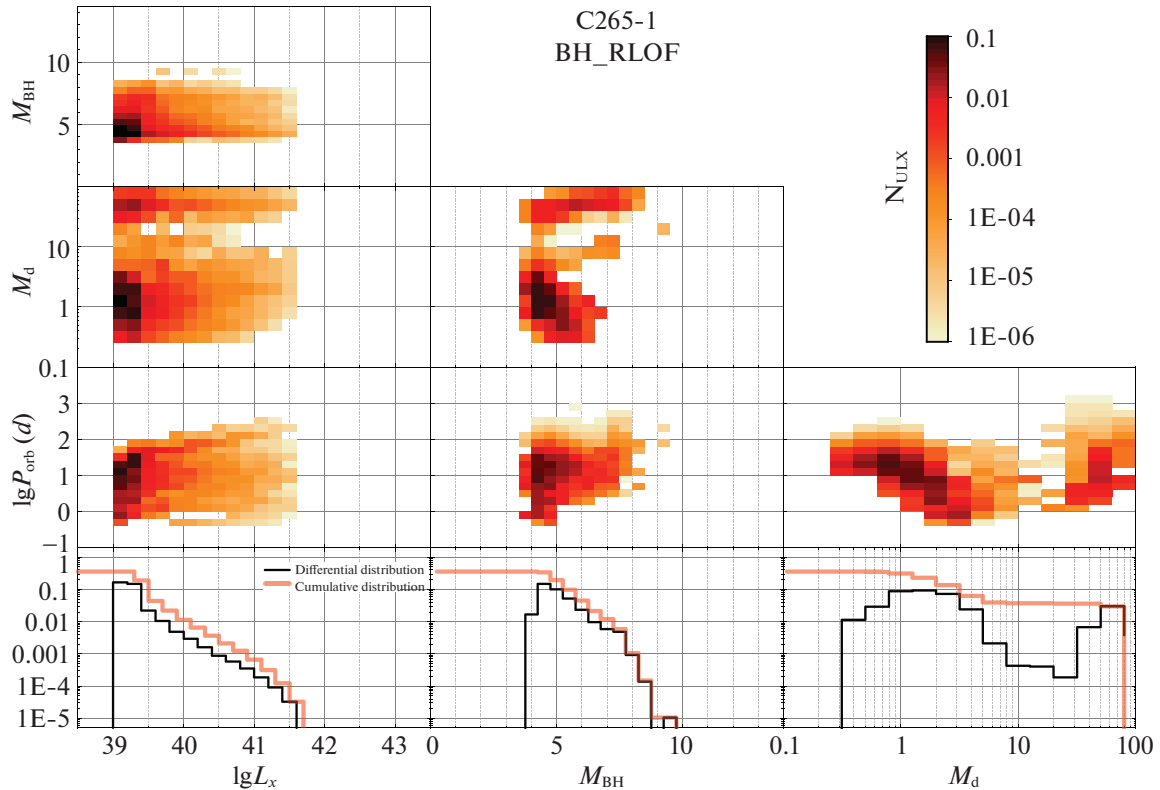


Рис. 7. Распределения BHULX с донором, заполняющим полость Роша, по рентгеновским светимостям, орбитальным периодам и массам компонентов в популяции с постоянным ЗО с темпом $1 M_{\odot}/\text{год}$ на момент 10 млрд лет. Модель C265-1. Распределения нормированы на полное число источников в данной модели (см. табл. 1).

Нами рассмотрены три модели образования популяций в галактиках с массой $10^{10} M_{\odot}$: мгновенное ЗО; ЗО с постоянной скоростью $10 M_{\odot}/\text{год}$ на протяжении 1 млрд лет; ЗО с постоянной скоростью $1 M_{\odot}/\text{год}$ в течение 10 млрд лет. В последнем случае мы ориентировались на оценку времени образования тонкого диска Галактики Мильо и др. (2021).

На рис. 5 приведены результаты расчетов изменения численности ULX с ВН и NS со временем для трех рассмотренных историй ЗО и различных механизмов формирования ВН. Для сравнения выбраны модели популяций, в которых при расчетах эволюции, приводящей к ULX, использовался параметр общих оболочек $\alpha_{ce} = 1$.

Все модели с различным ЗО имеют общую особенность — быстрое возникновение ULX и также быстрое уменьшение их численности с прекращением формирования звезд. Для модели C265-1 с ЗО на протяжении 10 млрд лет (в правом столбце рис. 5 это проиллюстрировано демонстрацией убывания численности ULX до возраста популяции 14 млрд лет). В модели с мгновенной вспышкой ЗО первые BHULX начинают формироваться через

несколько млн. лет после вспышки, с коллапсом наиболее массивных звезд и достижением их спутниками стадии гигантов. Стадия ULX, как правило, коротка ($\lesssim 10^7$ лет, см. примеры в Приложении). Поэтому численность BHULX во всех моделях непрерывно уменьшается. BHULX, образовавшиеся с малыми толчками, убывают несколько медленнее, чем источники, в которых ВН приобрели большие скорости, но различие не принципиально — в обоих случаях это 2 порядка величины. К 10 млрд лет первоначальная численность источников уменьшается на 4–5 порядков величины. Таким образом, если для оценки принять для всех модельных галактик мгновенное ЗО и одинаковую массу, в момент $t = 10$ млрд лет, один ULX с ВН должен приходиться на несколько десятков галактик.

Как показывает рис. 4, “долгоживущие” источники с ВН — транзитные. Различие в механизмах формирования ВН приводит к различию в численности BHULX в каждый момент времени не превосходящему фактора 2–3. Обращает на себя внимание практически полное совпадение поведения моделей С и D.

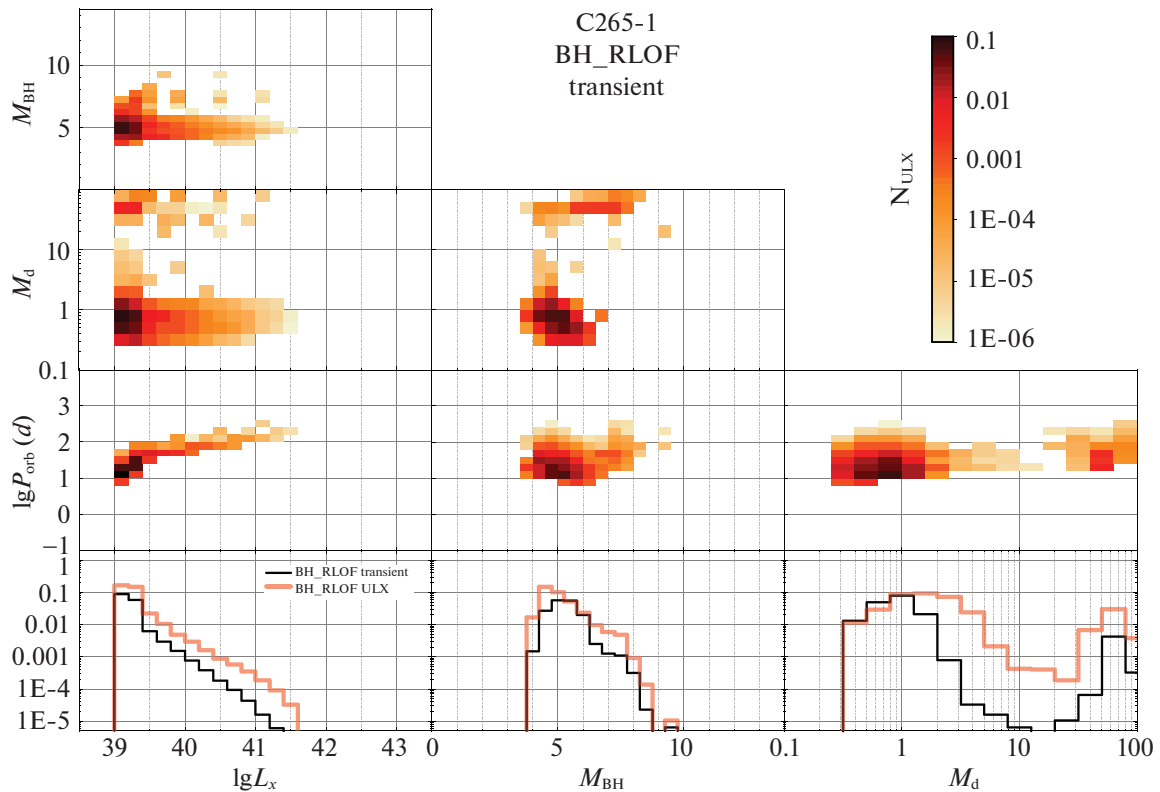


Рис. 8. То же, что на рис. 7, для транзитных ВНУЛХ на стадии вспышки (в активном состоянии) и донором, заполняющим полость Роша. На нижних панелях приводятся сравнения с полным числом ВНУЛХ с донором, заполняющим полость Роша. Модель C265-1.

В более реалистичных случаях ЗО на протяжении 1 и 10 млрд. лет численность ВНУЛХ на стадии ЗО несколько возрастает: источники, завершившие стадию ULX, замещаются вновь сформировавшимися источниками с аналогичными характеристиками и, кроме того, добавляются источники с донорами меньших масс, формирование которых более длительно. После завершения стадии ЗО некоторое время численность ULX остается почти постоянной, благодаря существованию полуразделенных объектов, в которых спутником ВН являются звезды малой массы ($\sim 1 M_{\odot}$) на стадии обмена веществом в случае В (на стадии горения водорода в слоевом источнике). Затем численность ULX падает (см. рис. 7–12).

На рис. 6 в качестве иллюстрации показана эволюция масс черных дыр $M_{\text{ВН}}$, масс доноров M_2 , орбитальных периодов P_{orb} и рентгеновской светимости L_x , в моделях C265-1 и D265-1 после мгновенной вспышки ЗО. Модели с более длительным ЗО можно рассматривать как сумму подобных вспышек, но меньшего масштаба.

В модели C265-1 отсутствуют ВН с массами большими $\approx 9 M_{\odot}$ и доминируют ВН с $M_{\text{ВН}} \approx (3-5) M_{\odot}$ (см. рис. 1). В модели D265-1 доминируют ВН с массами $\sim 3 M_{\odot}$. ВН с большими массами (до $\approx 14 M_{\odot}$, рис. 1) также формируются, но время жизни систем с большими массами ВН непродолжительно. В модели C265-1, начиная с $t \approx 100$ млн. лет, доминируют ВНУЛХ с $M_2 < 1.5 M_{\odot}$, которые, как правило, должны быть постоянными (рис. 4). На протяжении всего времени эволюции преобладают ВНУЛХ с орбитальными периодами $\lesssim 300$ сут. То же должно наблюдаться в модели с непрерывным ЗО. Светимости ВНУЛХ в основном заключены в интервале $10^{39} - 2 \times 10^{39}$ эрг/с.

В модели D265-1 массы черных дыр несколько ниже чем в C265-1. По массам доноров модель D265-1 практически не отличается от C265-1 — так же доминируют доноры с массой $M_2 < 1.5 M_{\odot}$. Но типичные орбитальные периоды в этой модели $\lesssim 100$ сут. Рентгеновские светимости несколько ниже чем в модели C265-1, они лишь незначительно превосходят 10^{39} эрг/с, что связано с меньшими скоростями аккреции в более тесных системах.

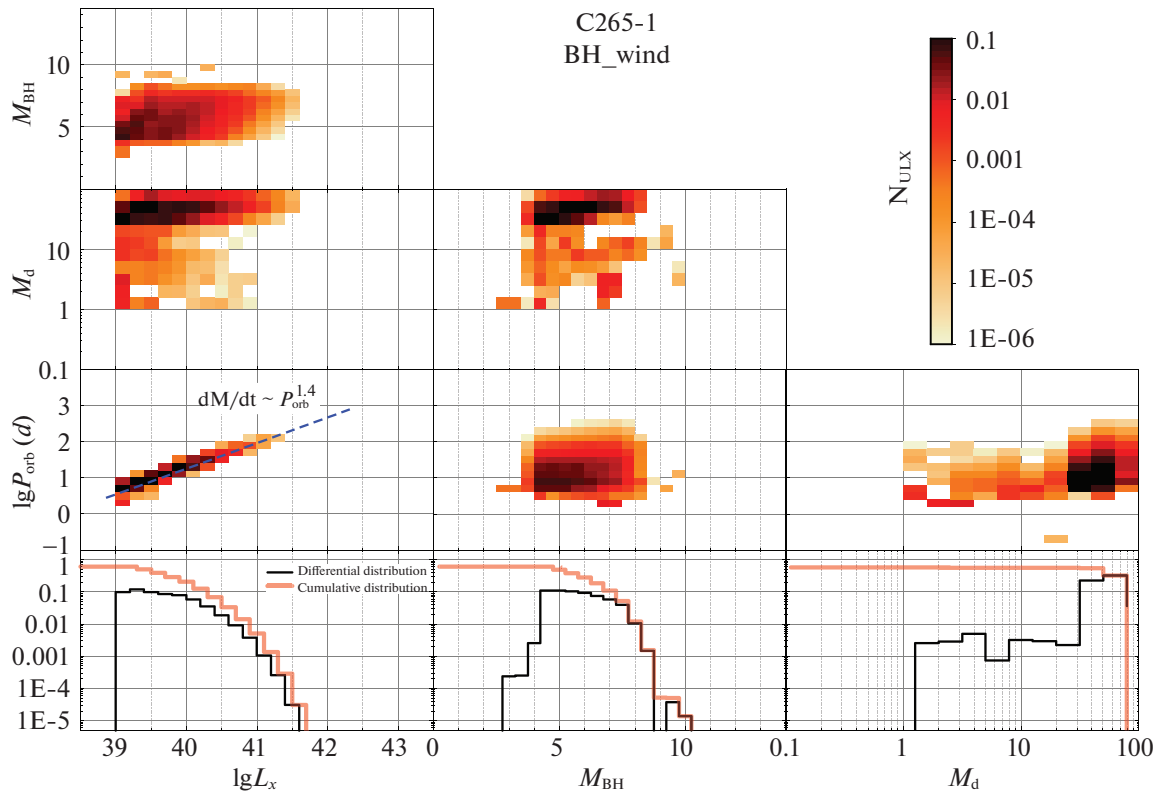


Рис. 9. То же, что на рис. 7 для систем с аккрецией из звездного ветра и образованием диска вокруг ВН. Модель C265-1. Большинство систем — транзientные источники. Штриховая линия — зависимость критического темпа аккреции в устойчивом диске, на которую во время вспышки выходят транзientные источники (Дубус и др., 1999).

На рис. 7–12 сравниваются модели C265-1 и D265-1 для случая 3O с постоянной скоростью $1 M_{\odot}/\text{год}$ на протяжении 10 млрд. лет. Для каждой модели сопоставляются распределения параметров для систем с заполнением полости Роша (BH_RLOF) и с аккрецией из ветра (BH_wind). По существу, это характеристики популяции ULX с ВН в “спиральной галактике”. На рис. 13 приведены для сравнения соотношения распределений по тем же параметрам для NULX, полученные в статье I для модели со стандартным характерным магнитным полем $\log B = 12.65$.

Характерные особенности моделей следующие. Модели C265-1 в случае BH_RLOF присуща концентрация масс ВН и доноров к минимальным значениям и невысоким значениям орбитальных периодов, сочетание которых обеспечивает устойчивость обмена веществом. В модели С среди “наблюдаемых” систем BH_RLOF из-за короткого времени жизни отсутствуют источники с наиболее массивными ВН, которые допускает эта модель формирования ВН (до $\approx 11 M_{\odot}$).

Для ULX с аккрецией из ветра характерен меньший разброс масс ВН с меньшей концентрацией

около минимальных значений. При этом орбитальные периоды имеют, преимущественно, значения от ≈ 10 до ≈ 50 сут но достигают значений, превосходящих 100 сут. Массы доноров могут достигать $\approx 70 M_{\odot}$. Последнее означает возможность существования доноров-(сверх)гигантов, что согласуется с наблюдениями (см. детальное обсуждение в обзоре Фабрика и др., 2021). Отметим существование доноров с массами $1-2 M_{\odot}$ и большими рентгеновскими светимостями, достигаемыми во время вспышек. Большинство источников должны быть транзientными, что согласуется с выводами на основе рис. 4.

Светимости большинства источников BH_RLOF находятся в интервале $(1-3) \times 10^{39}$ эрг/с, т.е. на уровне порога светимостей, при которых объекты классифицируются как ULX. У источников BH_wind основная часть источников достигает светимости 10^{40} эрг/с, но следует иметь в виду, что это высвечивание накопительных дисков.

Для моделей D265-1 с заполнением полости Роша и с аккрецией из ветра характерно более равномерное распределение параметров, что связано с большим чем в модели С разбросом масс ВН и начальных толчков. Хотя в моделях D ULX

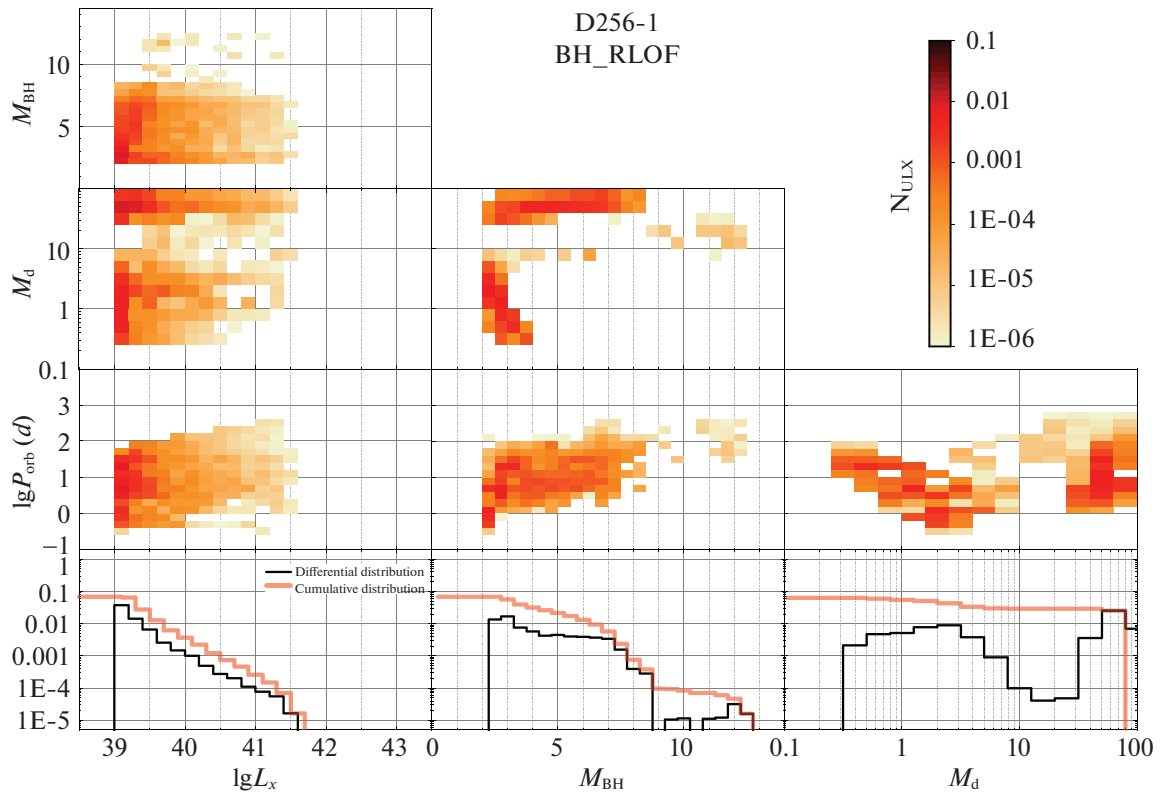


Рис. 10. То же, что на рис. 7 для модели D265-1 с донором, заполняющим полость Роша.

могут иметь меньшие чем в моделях D массы ВН, верхний предел их масс также близок к $8 M_{\odot}$. Среди доноров моделей ВН_RLOF отсутствует явно выраженная концентрация к массам $\lesssim 3 M_{\odot}$; так же как в моделях С есть доноры с массами до $100 M_{\odot}$, т.е. в популяции должны присутствовать ULX с компонентами-сверхгигантами. В этом “семействе” значительная часть источников имеет сравнимые массы, что обеспечивает устойчивое перетекание вещества. Присутствуют доноры с массами $\lesssim M_{\odot}$; соответствующие источники должны быть транзиентными. Так же, как и среди моделей С265-1 ВН_RLOF, подавляющая доля ULX имеет светимости, не превосходящие примерно 3×10^{39} эрг/с, но есть “хвост” тянущийся до 3×10^{41} эрг/с.

Модели D265-1 ВН_wind, по существу, отличаются от моделей С265-1 ВН_wind, как и модели D265-1 ВН_RLOF, более равномерным распределением параметров. Массы ВН не имеют столь явно выраженную концентрацию к $(4-7) M_{\odot}$, а равномерно распределены в интервале $(3-8) M_{\odot}$. Незначительна доля систем с $M_d \lesssim 25 M_{\odot}$, доноры с массой меньше $20 M_{\odot}$ практически отсутствуют. Интервал орбитальных периодов D265-1 ВН_wind такой же, как у модели С265-1 ВН_wind, но с

меньшей концентрацией к относительно малым периодам. В итоге системы D265-1 ВН_wind менее сконцентрированы в интервале светимостей $10^{39}-10^{40}$ эрг/с. Предельная светимость та же — $(3-4) \times 10^{41}$ эрг/с.

Ультраяркие источники с NS (рис. 13) отличаются от ULX с ВН (модель С265-1 ВН_RLOF), кроме однозначно определенного значения массы аккректора, более узким интервалом масс доноров — практически нет доноров существенно менее массивных чем $10 M_{\odot}$, несколько бóльшим интервалом орбитальных периодов, не исключая доноры-сверхгиганты в соответствии с наблюдениями (напр., Израэль и др., 2017). Из-за разрушения аккреционных дисков NS при взаимодействии с магнитосферой NS (статья I), источники могут иметь сверхэддингтоновские светимости, почти достигающие 10^{41} эрг/с, но основная их доля должна иметь $L_X \approx 10^{39} - 10^{40}$ эрг/с.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Представленные результаты зависят от модельных предположений, которые обычно используются в расчетах методом популяционного синтеза.

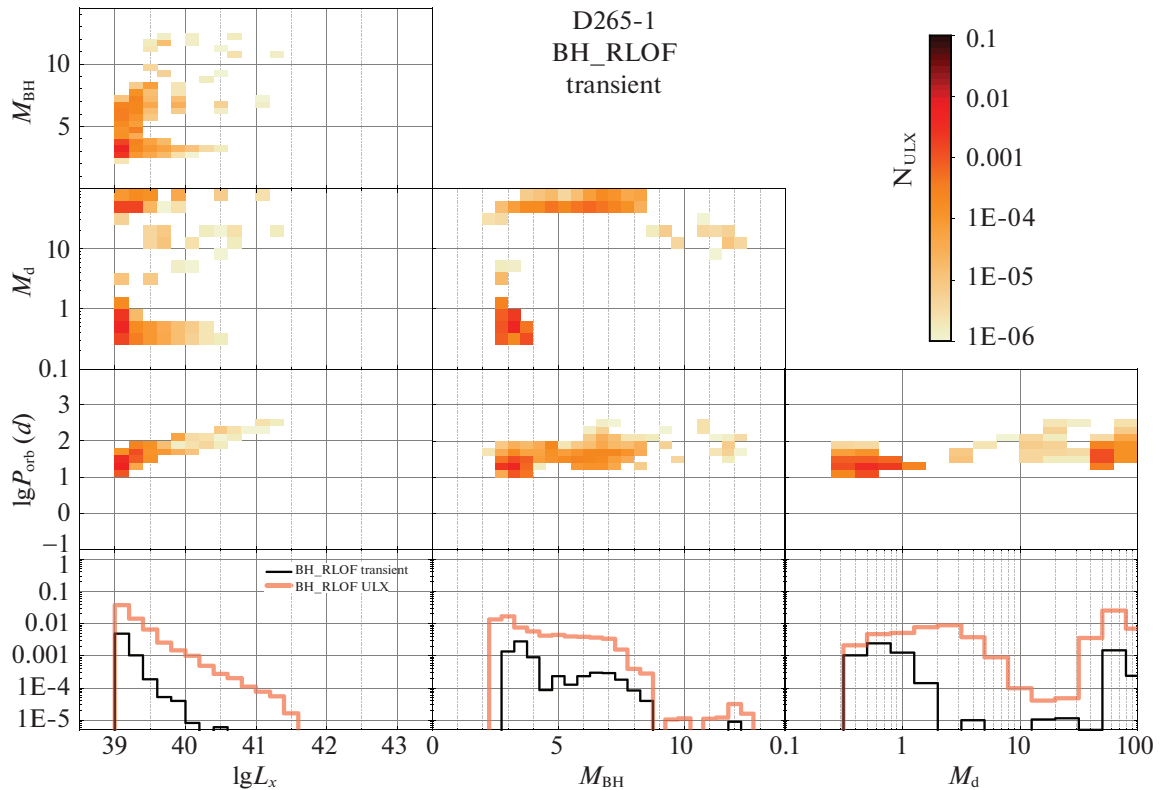


Рис. 11. То же, что на рис. 7, для транзитных BHULX с донором, заполняющим полость Роша, на стадии вспышки (в активном состоянии). На нижних панелях приводится сравнение с полным числом BHULX с донором, заполняющим полость Роша. Модель D265-1.

- Параметры образования к.о.

Как отмечалось выше, образование ULX с ВН определяется процессом образования ВН при коллапсе звездного ядра (масса ВН, возможный начальный толчок) и темпом аккреции на к.о. Массы образующихся ВН во всех рассмотренных моделях не превышают $15 M_{\odot}$. В наших расчетах использовались стандартные предположения об эволюции звезд солнечного химсостава. В альтернативных сценариях (например, химически однородной эволюции массивных звезд в тесных двойных системах, Марчант и др., 2017), у звезд с низкой металличностью массы ВН могут достигать $60 M_{\odot}$. При этом число ярких ULX с $L_X > 4 \times 10^{39}$ эрг/с в галактиках со стационарным ЗО с темпом $1 M_{\odot}/\text{год}$ может быть порядка 0.13. Это сопоставимо с нашими расчетами для солнечного химсостава (см. левую нижнюю панель на рис. 7).

- Параметры эволюции звезд до образования к.о.

Одна из наиболее существенных неопределенностей в описании эволюции массивных звезд связана с потерей вещества за счет звездного ветра. Как показывают рис. 2 и 3, к моменту заполнения

предшественниками ВН полости Роша значительная часть из них является гигантами и сверхгигантами. Существуют наблюдательные и теоретические аргументы в пользу того, что определенные из наблюдений и теоретически рассчитанные \dot{M}_{wind} , обычно используемые в программах популяционного синтеза и эволюционных программах, завышены (см., напр., Бизор и др., 2021; Финк, 2021). Это относится и к программам BSE и MESA. В таком случае расстояние между компонентами после завершения потери вещества через точку L_1 должно быть большим чем принимается, а для общих оболочек ситуация обратная. В обоих случаях это может привести к уменьшению полной численности BHULX. Также может увеличиться численность источников, аккрецирующих из ветра, которые являются, преимущественно, транзитными.

Как отметили Киппенхан и Вайгерт (1967), в пионерской работе по исследованию эволюции тесных двойных звезд, СО-ядра гелиевых остатков звезд после потери вещества при заполнении полости Роша менее массивны, чем ядра одиночных звезд той же исходной массы. Причина в том, что у одиночных звезд массы гелиевых ядер возрастают в результате выгорания водорода в слоевом

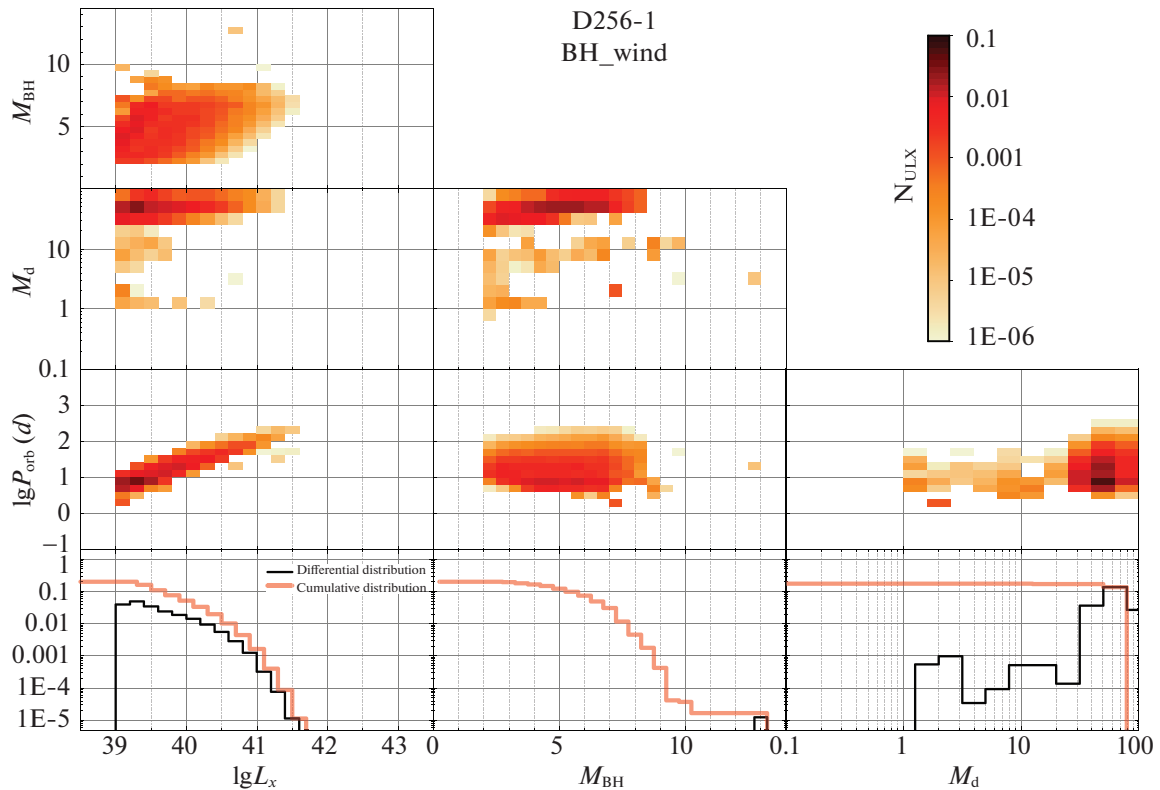


Рис. 12. То же, что на рис. 9 для модели D265-1. Большинство систем — транзientные источники.

источнике, а у остатков компонентов двойных систем конвективные ядра уменьшаются в результате потери вещества за счет ветра.³ Различие в массах ядер может привести к различию в значениях массы, разграничивающей предшественников NS и ВН у одиночных звезд и двойных компонентов двойных систем. Следует отметить, что в программах популяционного синтеза, как правило, используются соотношения $M_{in} - M_{fin}$ для одиночных звезд.

Численность ULX

Рисунок 5 показывает, что к моменту времени $t = 10$ млрд. лет в галактике с постоянной скоростью звездообразования $1 M_{\odot}/\text{год}$ на протяжении 10 млрд. лет полная численность ULX должна примерно в 300 раз превосходить численность ULX в галактике такой же массы с мгновенным звездообразованием. Для галактики со вспышкой звездообразования, длящейся 1 млрд. лет, отношение близко к 15. Однако эти отношения могут оказаться не вполне корректными, если учесть, что в старых галактиках металличность, как правило,

существенно ниже солнечной. К сожалению, эволюция ТДС с $Z \ll Z_{\odot}$ систематически не исследована. Лишь для случая эволюции ТДС с массами доноров до $\approx 53 M_{\odot}$, $Z_{\text{Fe}}/Z_{\text{Fe},\odot} \gtrsim 0.2$ и фиксированным начальным отношением масс донора и к.о., равным 0.6, Кленцки и др. (2020, 2021б) нашли, что перенос вещества, начинающийся на стадии горения He в ядре, может происходить как в длительной ядерной шкале времени ($\approx 10^5$ лет), так и в быстрой тепловой ($< 10^5$ лет) шкале времени. С увеличением продолжительности фазы потери вещества возрастает вероятность существования полуразделенных ULX с донорами — массивными гигантами. В обоих случаях водородная оболочка теряется не полностью. Важно, что “новые” моды потери вещества не повышают существенно порог масс предшественников ВН (до $\approx 25 M_{\odot}$), и в результате полная численность ВНULX должна измениться незначительно.

Поскольку одной из главных целей нашего исследования было рассмотрение влияния параметров эволюционного сценария на относительную численность ВНULX и NULX, в табл. 2 мы приводим значения отношений численности ВНULX и NULX для различных моделей формирования к.о. и α_{ce} для галактики со стационарным ЗО с темпом $1 M_{\odot}/\text{год}$ на протяжении 10 млрд. лет, так как для

³Лаплас и др. (2021) детально исследовали этот вопрос, но только для интервала масс, соответствующего предшественникам NS. Они также обратили внимание на то, что изотопный состав предсверхновых в этих случаях различается.

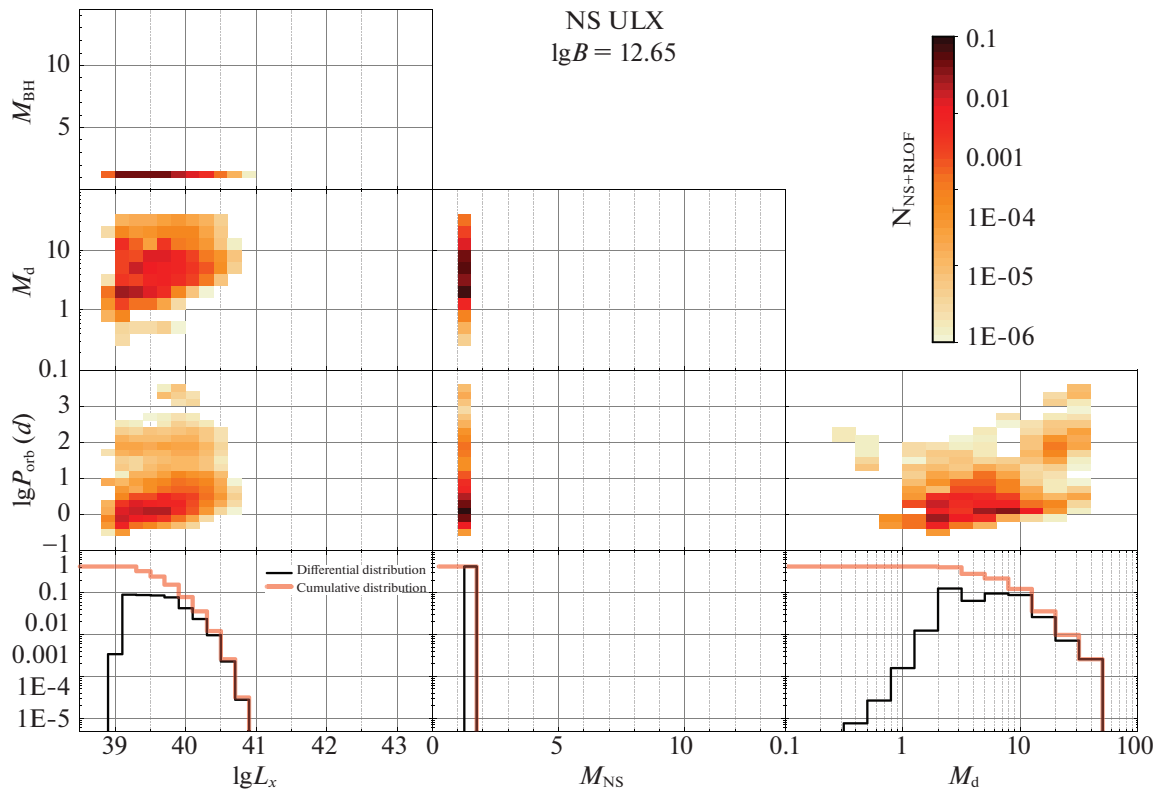


Рис. 13. Модельные распределения ULX с NS и донором, заполняющим полость Роша, по рентгеновским светимостям, орбитальным периодам и массам компонентов в галактике с постоянным ЗО на момент 10 млрд. лет, нормированное на скорость ЗО $1 M_{\odot}/\text{год}$.

нее результаты, полученные в предположении $Z = 0.02$, можно полагать наиболее обоснованными.

Как показывает табл. 2, при значениях $\alpha_{ce} = 0.5$ и 1 отношение численностей BHULX и NULX $\approx (0.5-2.5)$. Выпадают из общего ряда модели с $\alpha_{ce} = 4$, для которых отношение составляет несколько сотых. Однако такое значение α_{ce} требует, чтобы на рассеяние общей оболочки расходовалась энергия, много большая чем орбитальная энергия двойной системы. Возможные дополнительные источники энергии (например, высвобождение энергии рекомбинации) и другие процессы, сопровождающие формирование и эжекцию общих оболочек, активно изучаются, но пока не позволяют сделать определенные заключения, так же, как и численное моделирование этого процесса (см. Иванова и др., (2020) и ссылки в этой работе). Поэтому, учитывая все неопределенности и упрощения популяционного синтеза, можно утверждать, что численности ULX с акреторами — ВН и NS в галактике с постоянной скоростью звездообразования сравнимы. То же можно констатировать и для моделей D265-1 и R265-1 (рис. 5).

В случае популяции с мгновенным звездообра-

зованием через 10 млрд. лет после вспышки ЗО в моделях C265-1 численность BHULX и NULX также должна быть сравнимой (рис. 5). В модели D265-1 к $t = 10$ млрд. лет численность NULX примерно в 5 раз выше, чем BHULX. Примечательно, что в модели R265-1 к этому времени остаются только NULX. Причина в том, что наиболее многочисленными предшественниками ВН с массами 20–35 M_{\odot} (исходя из начальной функции масс) дают избыток относительно массивных ВН при малом толчке и малом эффекте Блау (рис. 1). Поэтому такие системы остаются тесными и у них больше шансов слиться в общих оболочках на втором этапе обмена веществом. Кроме того, чем система теснее, тем меньше шансы того, что она будет транзитной.

Относительно транзитных источников следует иметь в виду, что период транзитности является, в первую очередь, функцией орбитального периода системы и скорости аккреции и может отличаться в 2–3 раза от принятого нами значения 30 лет как в большую, так и в меньшую стороны. Потому численность транзитных источников достаточно неопределенна. Также, как отметили Омери и Лясота (2020), при больших периодах

Таблица 2. Отношение численностей BHULX и NULX в модельной галактике с постоянной скоростью ЗО равной $1 M_{\odot}/\text{год}$ через 10 млрд. лет после начала ЗО в различных моделях формирования ВН

Модель	C265-05	C265-1	C265-4	C30-05	C30-1	C30-4	D265-05
$\frac{\text{BHULX}}{\text{NULX}}$	0.96	1.89	0.04	2.51	2.61	0.04	0.67
Модель	D265-1	D265-4	D30-05	D30-1	D30-4	R265-1	R30-1
$\frac{\text{BHULX}}{\text{NULX}}$	0.52	0.04	0.07	0.69	0.07	0.58	0.24

транзиентности, доходящих, согласно их расчетам до ≈ 60 лет, некоторые из источников, которые наблюдаются как постоянные, в реальности могут оказаться транзиентами в состоянии покоя.

Отметим также, что принадлежность к NULX определяется по наблюдениям либо когерентных пульсаций рентгеновского излучения (Бакетти и др., 2014), либо по наличию линии поглощения из-за рассеяния в циклотронной линии в рентгеновском спектре источника (Уолтон и др., 2018). Оба признака являются достаточными, но не необходимыми, поскольку магнитные поля аккрецирующих NS могут лежать в широких пределах от $\sim 10^8$ до $\sim 10^{14}$ Гс. Пульсации аккрецирующей замагниченной NS могут подавляться в режиме пропеллера (Цыганков и др., 2016) или замыкаться при взаимодействии излучения с веществом на стадии сверхкритической аккреции на магнитосферу NS (Гребенев С.А., готовится к печати). Циклотронная особенность в рентгеновском спектре ULX может наблюдаться при определенном значении магнитного поля NS, и ее происхождение в радиационно-доминированных аккреционных колонках требует дополнительных исследований. Эти эффекты селекции могут занижать наблюдаемое отношение NULX и BHULX, оставляя наиболее надежным критерий большой массы к.о. как признак BHULX в неппульсирующих источниках.

Существенный фактор неопределенности для соотношения численности NULX и BHULX — частота формирования NS в результате электронных захватов в ядрах звезд (Пуларендс и др., 2017 и ссылки в этой статье). Этот феномен должен сопровождаться небольшими начальными толчками (Дессарт и др., 2006), что существенно понижает частоту распада двойных систем по сравнению с формированием NS, сопровождающимся “стандартным” начальным толчком с $\sigma(v_k) = 265$ км/с.

Сравнение с другими работами

Теоретические исследования популяций ULX немногочисленны. Остановимся на сравнении наших результатов с работами других авторов, использующих метод популяционного синтеза.

В расчетах по программе StarTrack (Викторович и др., 2017, 2019) было найдено, что число NULX для солнечного химсостава превышает число BHULX через 100 млн лет после окончания вспышки ЗО. Авторы не использовали гибридный метод для расчета темпа перетекания вещества при заполнении полости Роша оптическим компонентом, однако смоделировали популяции звезд с различным химсоставом. Кроме того, в этих работах считалось, что биминг-фактор одинаков при сверхкритической аккреции на ВН и NS, что некорректно (см. нашу статью I и анализ Муштукова и др., 2021). Но с точностью до принятых нормировок, полное число ULX в наших расчетах (см. рис. 5) в целом согласуется с этими результатами (см. рис. 2 у Викторовича и др., 2017 и рис. 1 у Викторовича и др., 2019).

В недавней работе Викторовича и др. (2021) отдельно исследовался вопрос о роли аккреции из звездного ветра. Трактовка аккреции Бонди-Хойла-Литтлтона для эллиптических орбит, однако, значительно отличается от принятой нами. При усреднении за орбитальный период аккрецируемая масса практически не зависит от эксцентриситета орбиты, в то время как приближенная формула (2) в работе Викторовича и др. (2021) зависит от e как $\sim 1/\sqrt{1-e^2}$. В ряде моделей Викторовича и др. (2021) число ULX при аккреции из ветра превышает число ULX при аккреции после заполнения оптической звездой полости Роша, чего не было найдено ни в одной из наших моделей (см. рис. 5, верхний ряд), что, по-видимому, связано с иной трактовкой темпа аккреции из звездного ветра в работе польской группы.

После открытия первого пульсирующего источника M82 X-2 (Бакетти и др., 2014) Шао и Ли

(2015) рассмотрели модель ULX с аккреторами — NS, но, в отличие от нашей работы I, не учли специфические эффекты, обусловленные взаимодействием магнитосфер NS с аккреционными дисками. Предполагался неизменный для всех аккрецирующих NS биминг-фактор $b = 0.1$. Отбирались модельные системы с $L_X > 10^{39}$ эрг/с. Таким образом, приняв определенную историю образования популяции, модель Шао и Ли (2015) можно рассматривать как модель *полной* совокупности NS в популяции, достигающих высокой светимости за счет фиксированного геометрического фактора. Принимая для Галактики скорость звездообразования $3 M_\odot/\text{год}$ на протяжении 13 млрд. лет, Шао и Ли оценивают, что в Галактике в настоящее время должны существовать около 30 ULX с NS (с массами доноров большими $2 M_\odot$), что несколько превосходит нашу оценку порядка 1 системы в расчете на $1 M_\odot$, даже учитывая, что согласно работе I, мы принимали фактор фокусировки равным ≈ 0.3 .

Те же авторы (Шао и Ли, 2020) нашли, что в Галактике (с историей ЗО описанной выше) могут существовать ~ 10 ULX с черными дырами. При этом использовалась модель Рейхел и др. (2018), в которой коллапсировало гелиевое ядро предсверхновой (с учетом эффекта Надёжина—Лавгров), а начальные толчки моделировались распределением Хоббса и др. (2005) с масштабным множителем $3M_\odot/M_{\text{ВН}}$. С учетом различий в предположении о ЗО, массах предсверхновых и начальном толчке, эта модель грубо согласуется с нашей моделью C265-1 для ВНULX.

В отличие от работ Викторovichа и др., Шао и Ли используют, как и мы, метод гибридного популяционного синтеза и средний за орбитальный период темп аккреции на к.о. из звездного ветра для эллиптических орбит, однако не рассматривают образование транзиентных ULX при аккреции из неустойчивых дисков вокруг к.о.

Таким образом, основные отличия наших расчетов от указанных работ состоят в учете возможности транзиентной аккреции на к.о., приводящей к появлению ULX как при переполнении полости Роша оптической звездой, так и при аккреции из звездного ветра в полуразделенных системах и трактовке аккреции на замагниченные NS (см. подробнее в статье I). Результаты независимых расчетов популяции ULX различными группами при схожих предположениях о формировании к.о. и параметрах эволюции ТДС в целом согласуются, поэтому крайне важным является измерение параметров ULX в различных галактиках для построения наблюдаемых распределений с целью уточнения путей образования ULX.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время сверхкритическая аккреция на компактные объекты (нейтронные звезды и черные дыры), впервые рассмотренная в работе Шакуры и Сюняева (1973), наблюдается как феномен ультраярких рентгеновских источников. В статье I методом гибридного популяционного синтеза нами была детально проанализирована эволюция ULX с замагниченными нейтронными звездами на стадии сверхкритической аккреции и показано, что они воспроизводят диапазон параметров пульсирующих источников (PULX). В гибридном методе стадии с аккрецией на компактные звезды рассчитываются с учетом эволюции заполняющего полость Роша оптического компонента по эволюционной программе MESA. В настоящей работе мы продолжили работу I изучением образования ULX с черными дырами из массивных двойных систем в галактиках с разной историей звездообразования (проху для галактик ранних типов с продолжающимся звездообразованием и старых эллиптических галактик).

Нами были рассмотрены несколько моделей образования ВН при коллапсе ядер массивных звезд: модель С, в которой масса ВН определяется массой СО-ядра звезды перед коллапсом и модели D и R — задержанного (delayed) и быстрого (rapid) формирования ВН при коллапсе с обратным выпадением вещества (fallback) на прото-NS (Фраер и др., 2012), которые часто используются в литературе. Мы предполагали приобретение ВН дополнительной скорости (толчка, kick) с максвелловским распределением и характерной скоростью 265 км/с, масштабированной на долю выпадающего на прото-NS вещества из коллапсирующего ядра (модели С, D, R265), и с фиксированной характерной скоростью 30 км/с (без масштабирования на долю выпадающего вещества) (модели С, D, R30). В расчетах орбитальной эволюции двойных звезд варьировался параметр эффективности общей оболочке, возникающей при интенсивном обмене веществом между компонентами: $\alpha_{ce} = 0.5, 1, 4$. При расчете рентгеновской светимости в ходе аккреции вещества на компактный объект учитывался возможный транзиентный характер дисковой аккреции из-за тепловой неустойчивости аккреционных дисков (Дубус и др., 1998). Наблюдаемая рентгеновская светимость L_X от сверхкритических аккреционных дисков вокруг ВН масштабировалась на фактор биминга согласно рецепту Кинга (2009).

Результаты расчетов числа ULX в модельной галактике с постоянным темпом ЗО $1 M_\odot$ в год на момент 10 млрд. лет суммированы табл. 1. В скобках указано число стационарных (нетранзиентных) источников. В табл. 2 приводится отношение числа

ВНULX к NULX галактике со стационарным ЗО для различных моделей формирования к.о. Численность ULX с ВН сравнима или превалирует над численностью ULX с NS в модели С (кроме значения параметра общей оболочки $\alpha_{ce} = 4$) и, наоборот, она меньше чем численность NULX в моделях D и R.

Две модели C265-1 и D265-1 с параметром $\alpha_{ce} = 1$ (модель R слабо отличается от D) исследованы более детально:

- На рис. 2 и 3 проиллюстрирована эволюция тесных двойных звезд, приводящая к образованию систем с ВН и заполняющими полость Роша оптическими компонентами. Расчеты проведены модифицированным кодом популяционного синтеза BSE (Харли и др., 2002).
- Рисунок 4 показывает эволюцию числа стационарных и транзиентных ULX с ВН и для сравнения — ULX с NS в системах с заполнением полости Роша и аккрецирующих из звездного ветра оптического компонента после мгновенной вспышки ЗО (слева) и в модельной галактике с постоянной скоростью звездообразования $10M_{\odot}/\text{год}$ в течение 1 млрд лет (справа). В моделях C265-1 с аккреторами — ВН к моменту $t = 10$ млрд. лет полностью доминируют транзиентные источники, это относится как к моделям с RLOF, так и к моделям с ветром. Примечательно, что численность объектов, наблюдаемых к $t = 10$ млрд. лет, слабо зависит от модели ЗО.

В моделях D-261 к такому же времени после начала ЗО также доминируют транзиентные источники с RLOF, причем в обеих моделях их численность сравнима, как и для модели формирования к.о. C265-1. В обоих случаях этот факт объясняется тем, что данные транзиентные источники — ТДС, в которых донор с массой $\sim M_{\odot}$ заполняет полость Роша в случае В обмена веществом (после ухода с главной последовательности, см. рис. 15). Для звезд с $M \sim M_{\odot}$ зависимость времени жизни на ГП от массы имеет показатель степени близкий к (3–4) и различие во времени ЗО в 1 млрд. лет не играет роли.

В моделях с NS вне зависимости от принятого ЗО доминируют постоянные источники с RLOF. Транзиентных источников меньше более чем на порядок. Источников с ветром на несколько порядков величин меньше чем источников с RLOF.

- На рис. 5 сравнивается эволюция числа ULX для разных моделей формирования ВН (С, D, R) и историй ЗО с подразделением источников с ВН и NS, аккрецирующих при заполнении полости Роша и из звездного ветра оптического компонента. Максимальное число ULX в галактиках (порядка 10) достигается в моделях С. Число ULX с NS может быть сопоставимо (а после окончания ЗО — превосходить) число ULX с ВН. Отметим, что источники, которые наблюдаются после завершения звездообразования — это ТДС, в которых ВН сформировались до завершения ЗО, а долгоживущие доноры с массой $\sim M_{\odot}$ заполнили полость Роша после завершения ЗО (см. рис. 15).
- Рисунки 6–12 показывают распределение источников ULX с ВН по массам ВН $M_{ВН}$ и оптических компонентов M_d , орбитальным периодам P_{orb} и наблюдаемым рентгеновским светимостям L_X в модельной галактике с постоянным темпом ЗО $1 M_{\odot}/\text{год}$ на момент 10 млрд лет после начала ЗО. Построены дифференциальные и кумулятивные распределения рентгеновской светимости и масс компонентов. Отдельно показаны системы, аккрецирующие при заполнении полости Роша и из звездного ветра. Для сравнения на рис. 13 приведены аналогичные распределения для ULX с NS, аккрецирующими при заполнении полости Роша.

Примеры расчетов темпа перетекания через внутреннюю точку Лагранжа по программе MESA и получающихся при этом темпов аккреции на ВН приведены в Приложении.

Проделанные в настоящей работе расчеты численности ULX с ВН в галактиках с различной историей ЗО могут быть использованы для выяснения каналов формирования ULX, являющихся предметом дискуссии в современной литературе. Вопрос о массах предполагаемых ВН в конкретных ULX также остается открытым. В рассмотренных нами моделях образования ВН их массы не превышают $15 M_{\odot}$ (рис. 1), что не противоречит измерениям $M_{ВН}$ Мотчем и др. (2014); некоторые модели допускают массы ВН и в 30–50 M_{\odot} (Амбрози и др., 2021), хотя надежных динамических определений масс ВН в ULX пока нет. Наше исследование ставило целью детально изучить вклад различных возможных предшественников ULX в их полную численность и ограничивалось эволюцией звезд солнечного химсостава. Рассмотрение эволюции звезд субсолнечного химсостава, которая может

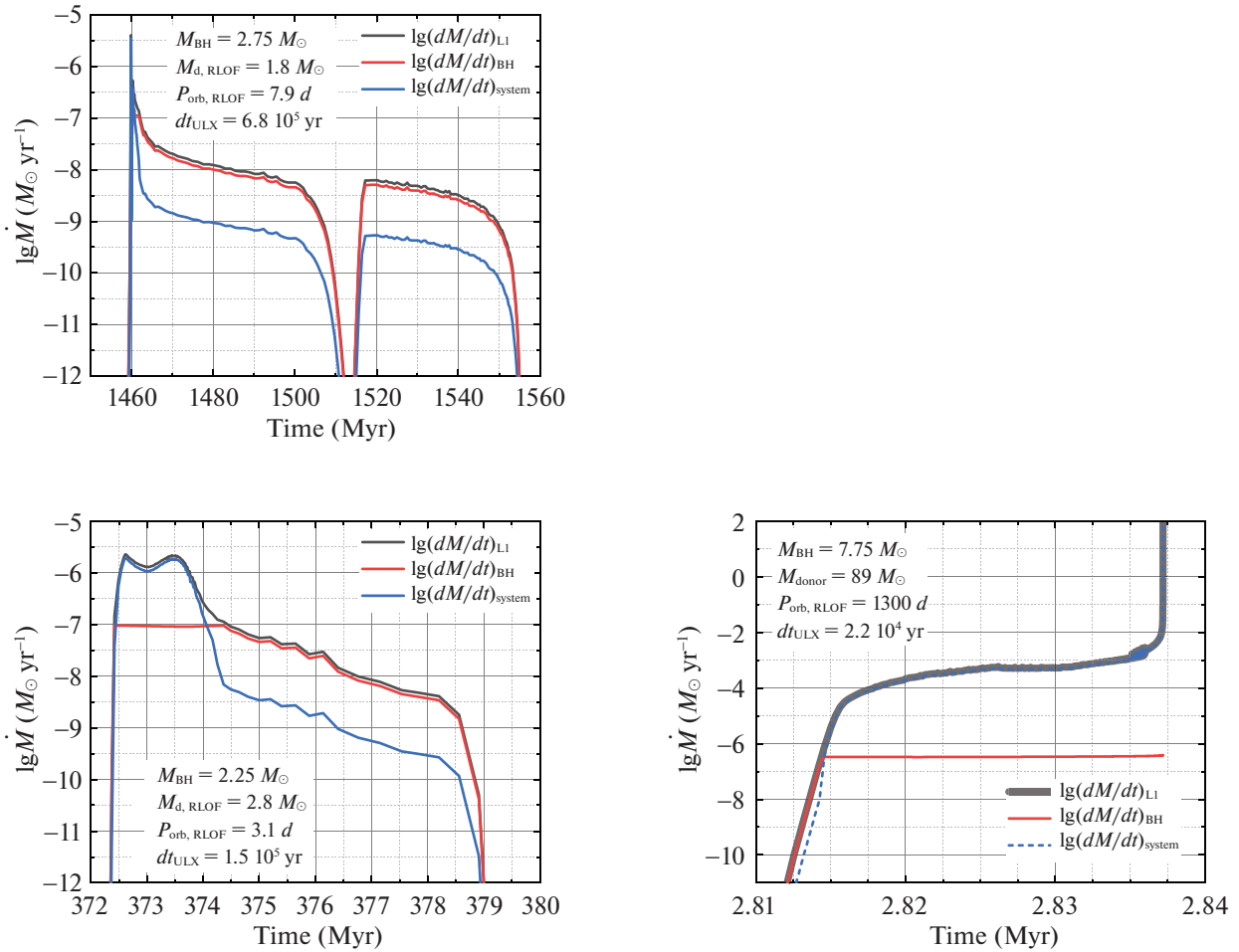


Рис. 14. Примеры результатов расчета скорости перетекания вещества и аккреции после переполнения полости Роша оптическим компонентом в ТДС с $M_{\text{BH}} = 2.75 M_{\odot}$, $M_d = 1.8 M_{\odot}$, $P_{\text{RLOF}} = 7.9$ сут (верхняя левая панель), $M_{\text{BH}} = 2.25 M_{\odot}$, $M_d = 2.8 M_{\odot}$, $P_{\text{RLOF}} = 3.1$ сут (левая нижняя панель), $M_{\text{BH}} = 7.75 M_{\odot}$, $M_d = 89 M_{\odot}$, $P_{\text{RLOF}} = 1300$ сут (правая нижняя панель). Черные, красные и синие линии соответствуют \dot{M}_{L1} , темпу дисковой аккреции на ВН \dot{M}_{BH} и темпу потери массы из системы, принятому равным $0.1 \dot{M}_{L1}$. Системы являются ULX, если $\dot{M}_d > \dot{M}_{\text{Edd}}$. В первом случае донор заполняет полость Роша на стадии горения H в слоевом источнике на ветви гигантов. Потеря вещества ненадолго прерывается, когда радиус поверхности донора становится меньше радиуса максимального проникновения конвективной оболочки в ходе предшествующей эволюции (Киппенхан и др., 1967). Во втором случае заполнение полости Роша происходит также на стадии горения H в слоевом источнике донора, но на более ранней фазе, чем в первом случае и стадия ULX длится дольше, благодаря меньшей исходной массе донора. В случае массивного донора-сверхгиганта в широкой системе (нижняя правая панель) стадия ULX предшествует возникновению общей оболочки.

приводить к образованию ВН большей массы, является предметом отдельного исследования, которое мы планируем провести в будущем.

Приложение

ПРИМЕРЫ ТРЕКОВ

На рис. 14 приведены примеры расчетов по программе MESA скоростей потери вещества донорами в ТДС с ВН, в которых эволюция приводит к формированию ULX.

На рис. 15 приведен пример изменения параметров системы с начальными массами ВН $M_{\text{BH}} = 3.8 M_{\odot}$ и оптической звезды-донора $M_d = 1.1 M_{\odot}$, исходным орбитальным периодом

Работа поддержана грантом РФФИ 19-02-00790. Работа А.Г. Куранова и К.А. Постнова выполнена при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы МГУ им. М.В. Ломоносова “Фундаментальные и прикладные космические исследования”. Л.Р. Юнгельсон частично поддержан грантом РФФИ 19-07-01198.

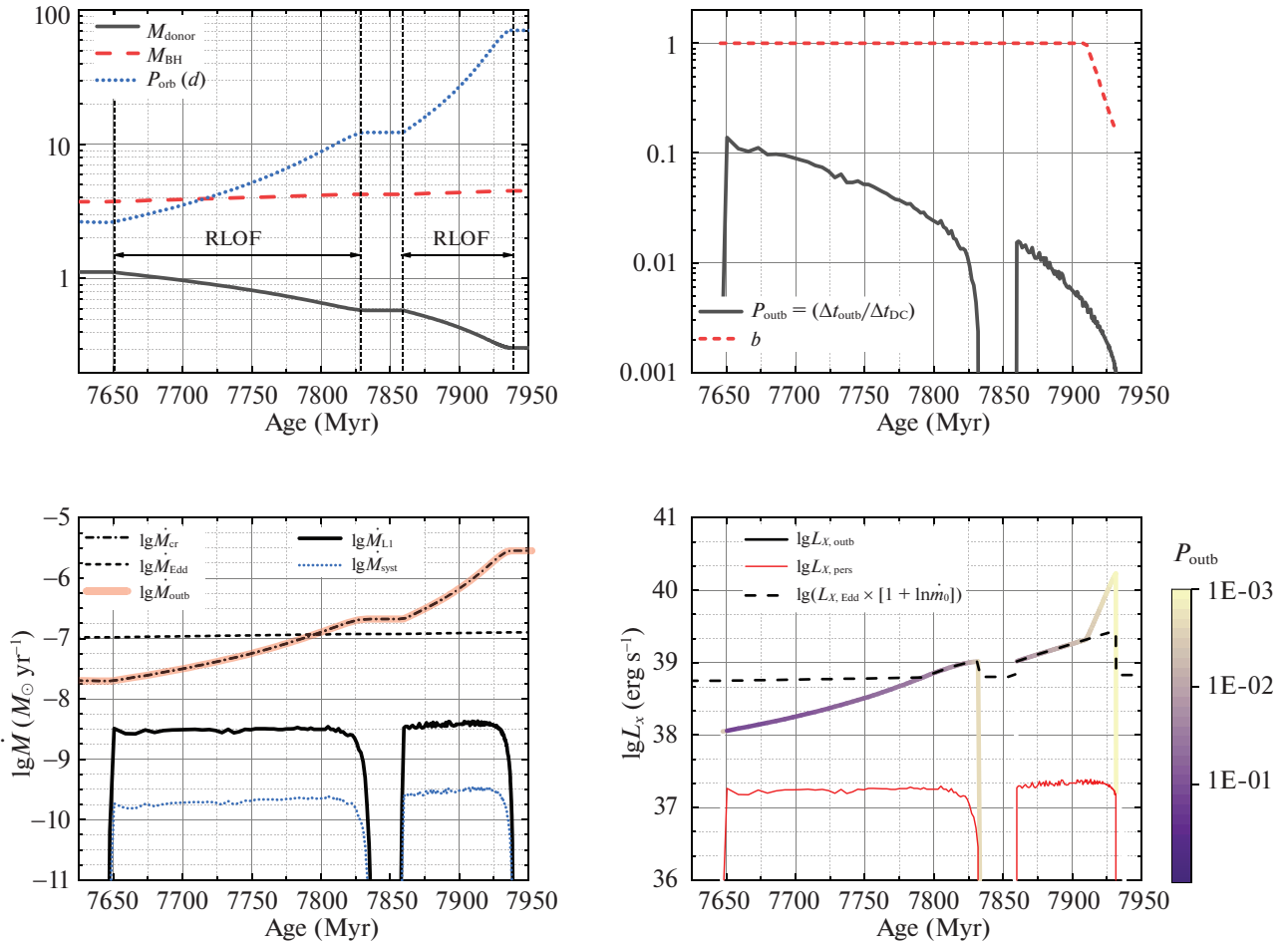


Рис. 15. Пример изменений параметров системы со стадией транзientного ULX. Верхняя левая панель: зависимость масс компонентов и орбитального периода двойной системы от времени. Верхняя правая панель: изменение величины биминг-фактора и вероятности обнаружения транзientного источника в активном состоянии. Последняя определяется из отношения времени нахождения источника во вспышке Δt_{outb} и длительности всего цикла: $P_{outb} = \Delta t_{outb} / \Delta t_{DC}$. Нижняя левая панель: зависимость темпа перетекания вещества через точку L_1 и темпа потери вещества двойной системой \dot{M}_{syst} от времени. Штрихпунктирной линией показано критическое значение темпа аккреции \dot{M}_{cr} , ниже которого источник считается транзientным. Пунктирная линия отображает эддингтоновский темп аккреции \dot{M}_{Edd} . Сплошная линия — темп аккреции на к.о. во время вспышки ($\dot{M}_{outb} = \dot{M}_{cr}$). Нижняя правая панель: зависимость величины рентгеновской светимости во время вспышки ($L_{X,outb}$) от времени — линия с цветовой градацией. Цвет линии отображает вероятность обнаружения источника в активном состоянии. Показаны также рентгеновская светимость $L_{X,pers}$, соответствующая случаю устойчивой дисковой аккреции при той же скорости потери вещества донором, и эддингтоновская светимость $L_{X,Edd}$ с учетом логарифмического множителя $(1 + \ln \dot{m}_0)$, где $\dot{m}_0 = \dot{M}_X / \dot{M}_{Edd}$ (сплошная тонкая линия и пунктир, соответственно).

$P_{orb} = 2.7$ сут, в которой образуется транзientный ULX на стадии В обмена веществом (после главной последовательности).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамович и др. (M.A. Abramowicz, V. Czerny, J.-P. Lasota, et al.) *Astrophys. J.* **332**, 646 (1988).
2. Амбрози и др. (E. Ambrosi, L. Zampieri, F. Pintore, A. Wolter), arXiv:2111.02879 (2021).
3. Атри и др., (P. Atri, J.C.A. Miller-Jones, A. Bahramian, et al.), *MNRAS* **489**, 3116 (2019).
4. Бакетти и др. (M. Bachetti, et al.), *Nature* **514**, 202 (2014).
5. Банержи и др. (S. Banerjee, K. Belczynski, C.-L. Fryer, et al.), *Astron. Astrophys.* **639**, A41 (2020).
6. Бернардич и др. (M.C. Bernardich, A.D. Schwope, K. Kovalakas, et al.), arXiv:2110.14562 (2021).
7. Бизор и др. (E.R. Beasor, B. Davies, N. Smith), arXiv:2109.03239 (2021).
8. Биндер и др. (B. Binder, E.M. Levesque, T. Dorn-Wallenstein), *Astrophys. J.* **863**, 41 (2018).

9. Веббинк (R.F. Webbink), *Astrophys. J.* **277**, 355 (1984).
10. Викторович и др. (G. Wiktorowicz, et al.), *Astrophys. J.* **846**, 17 (2017).
11. Викторович и др. (G. Wiktorowicz, et al.), *Astrophys. J.* **875**, 53 (2019).
12. Викторович и др. (G. Wiktorowicz, J.-P. Lasota, K. Belczynski, et al.), *Astrophys. J.* **918**, 60 (2021).
13. Волонтери и др. (M. Volonteri, M. Habouzit, M. Colpi), *Nature Rev. Phys.* **3**, 732 (2021).
14. Гальегос-Гарсия и др. (M. Gallegos-Garcia, C.P.L. Berry, P. Marchant, et al.), arXiv:2107.05702 (2021).
15. Гребенев С.А., Письма в Астрон. журн., **43**, 513 (2017) [S.A. Grebenev, *Astron. Lett.* **43**, 464 (2017)].
16. Дессарт и др. (L. Dessart, A. Burrows, C.-D. Ott, et al.) *Astrophys. J.* **644**, 1063 (2006).
17. 15. де Коол (M. de Kool), *Astrophys. J.* **358**, 189 (1990).
18. де Ягер и др. (C. de Jager, H. Nieuwenhuijzen, K.A. van der Hucht), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **72**, 259 (1988).
19. Джакобо, Мапелли (N. Giacobbo and M. Mapelli), *MNRAS* **480**, 2011 (2018).
20. Дубус и др. (G. Dubus, J.-P. Lasota, J.-M. Hameury et al.), *MNRAS* **303**, 139 (1999).
21. Израэль и др. (G.L. Israel, et al.), *MNRAS* **466**, L48 (2017).
22. Иванова и др. (N. Ivanova, S. Justham, X. Chen et al.), *A&AR* **21**, 59 (2013).
23. Иванова и др. (N. Ivanova, S. Justham, P. Ricker), AAS-IOP *Astron. Book Ser.*, IOP Publ., Online ISBN: 978-0-7503-1563-0, Print ISBN: 978-0-7503-1561-6 (2020).
24. Каарет и др. (P. Kaaret, H. Feng, T. Roberts et al.), *ARAAS* **55**, 303 (2017).
25. Каллистер и др. (T.A. Callister, W.M. Farr, M. Renzo), *Astrophys. J.* **920**, 157 (2021).
26. Кинг и др. (A. King, et al.), *Astrophys. J. Lett.* **552**, L109 (2001).
27. Кинг (A.R. King), *MNRAS* **393**, L41 (2009).
28. Киппенхан, Вайгерт (R. Kippenhahn and A. Weigert), *Zeitsch. f. Astrophys.* **65**, 251 (1967).
29. Киппенхан и др. (R. Kippenhahn, K. Kohl, A. Weigert), *Zeitsch. f. Astrophys.* **66**, 58 (1967).
30. Кленцки и др. (J. Klencki, G. Nelemans, A.G. Istrate et al.), *Astron. Astrophys.* **638**, A55 (2020).
31. Кленцки и др. (J. Klencki, G. Nelemans, A.G. Istrate et al.), *Astron. Astrophys.* **645**, A54 (2021a).
32. Кленцки и др. (J. Klencki, A. G. Istrate, G. Nelemans, et al.), arXiv:2111.10271 (2021b).
33. Колберт, Машотски (E.J.M. Colbert and R.F. Mushotzky), *Astrophys. J.* **519**, 89 (1999).
34. Кория и др. (M. Coriat, R.P. Fender, G. Dubus), *MNRAS* **424**, 1991 (2012).
35. Куранов А.Г., Постнов К.А., Юнгельсон Л.Р., Письма в Астрон. журн. **46**, 702 (2020, статья 1) [A.G. Kuranov et al., *Astron. Lett.* **46**, 658 (2020)].
36. Лаплас и др. (E. Laplace, S. Justham, M. Renzo et al.), arXiv:2102.05036 (2021).
37. Лаверидж и др. (A.-J. Loveridge et al.), *Astrophys. J.* **743**, 49 (2011).
38. Лавгров, Вусли (E. Lovegrove and S.E. Woosley), *Astrophys. J.* **769**, 109 (2013).
39. Лопес и др. (K.M. López, M. Heida, P.G. Jonker et al.), *MNRAS* **497**, 917 (2020).
40. МакЛеод и др. (M. MacLeod, E.C. Ostriker, R. Stone), *Astrophys. J.* **863**, 5 (2018).
41. Марчант и др. (P. Marchant, et al.), *Astron. Astrophys.* **604**, A55, (2017).
42. Мильо и др. (A. Miglio, C. Chiappini, J.T. Mackereth et al.), *Astron. Astrophys.* **645**, A85 (2021).
43. Мотч и др. (C. Motch, et al.), *Nature* **514** 198 (2014).
44. Муштуков и др. (A.A. Mushtukov et al.), *MNRAS* **501**, 2424 (2021).
45. Надёжин (D.K. Nadezhin), *Astroph. Sp. Sci.* **69**, 115 (1980).
46. Нугис, Ламерс (T. Nugis and H.J.G.L.M. Lamers), *Astron. Astrophys.* **360**, 227 (2000).
47. Омери, Лясота (J.-M. Hameury and J.-P. Lasota), *Astron. Astrophys.* **643**, A171 (2020).
48. Пакстон и др. (B. Paxton, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **192**, 3 (2011).
49. Плавец и др. (M. Plavec, R.K., Ulrich, R.S. Polidan), *PASP* **85**, 769 (1973).
50. Пуларендс и др. (A.J.T. Poelarends, S. Wurtz, J. Tarka et al.), *Astrophys. J.* **850**, 197 (2017).
51. Соberman и др. (G.E. Soberman et al.), *Astron. Astrophys.* **327**, 620 (1997).
52. Смартт (S.J. Smartt), *PASA* **32**, 016 (2015).
53. Рейхел и др. (C.A. Raithel, T. Sukhbold, F. Özel), *Astrophys. J.* **856**, 35 (2018).
54. Тутуков А.В., Юнгельсон Л.Р., Кляйман А., Научные информации **27**, 3 (1973).
55. Уайт, ван Парадайз (N. E. White, J. van Paradijs), *ApJL*, **473**, L25 (1996).
56. Уолтон и др. (D.J. Walton, et al.), *Astrophys. J. Lett.* **857**, L3 (2018).
57. Уолтон и др. (D.J. Walton, A.D.A. Mackenzie, H. Gully et al.), *MNRAS* (2021) (arXiv:2110.07625).
58. Фабрика, Мещеряков (S.N. Fabrika and A.V. Mescheryakov), *Proc. IAU Symp.* 205 (Ed. R.T. Schilizzi, 2001), p. 268.
59. Фабрика и др. (S.N. Fabrika, K.E. Atapin, A.S. Vinokurov et al.), *Astrophys. Bull.* **76**, 6 (2021).
60. Финк (J.S. Vink), arXiv:2109.08164 (2021).
61. Финк и др. (J.S. Vink, A. de Koter, H.J.G.L.M. Lamers), *Astron. Astrophys.* **362**, 295 (2000).
62. Финк и др. (J. Vink, et al.), *Astron. Astrophys.* **369**, 574 (2001).
63. Фонсека и др. (E. Fonseca, H.T. Cromartie, T.T. Pennucci et al.), *Astrophys. J. Lett.* **915**, L12 (2021).

64. Фраер и др. (C.L. Fryer, K. Belczynski, G. Wiktorowicz et al.), *Astrophys. J.* **749**, 91 (2012).
65. Харли и др. (J. Hurley, et al.), *MNRAS* **329**, 897 (2002).
66. Хираи, Мандель (R. Hirai and I. Mandel), arXiv:2108.03774 (2021).
67. Хоббс и др. (G. Hobbs, et al.), *MNRAS* **360**, 974 (2005).
68. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov, A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, et al.), *MNRAS* **457**, 1101 (2016).
69. Черепашук А.М., *Успехи физ. наук* **186**, 778 (2016).
70. Шакура, Сюняев (N.I. Shakura and R.A. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **24**, 337 (1973).
71. Шао, Ли (Y. Shao and X.-D. Li), *Astrophys. J.* **802**, 131 (2015).
72. Шао и др. (Y. Shao, et al.), *Astrophys. J.* **886**, 118 (2019).
73. Эль Мелла и др. (I. El Mellah, J.O. Sundqvist, R. Keppens), *Astron. Astrophys.* **622**, L3 (2019).
74. Эртл и др. (T. Ertl, S.E. Woosley, T. Sukhbold et al.), *Astrophys. J.* **890**, 51 (2020).
75. Юан, Нараян (F. Yuan, R. Narayan), *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **52**, 529 (2014).